



ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

Titulación:

INGENIERÍA DE TELECOMUNICACIÓN

Título del proyecto:

DISEÑO, SIMULACIÓN, FABRICACIÓN Y MEDIDA DE
LENTES DE METAMATERIAL ACOPLADAS A ANTENAS
DE BOCINA

David Osuna Ruiz

Dr. Miguel Beruete Díaz

Dr. Jorge Teniente Vallinas

Pamplona, 19 de Febrero de 2015



Agradecimientos

Este trabajo supone poner el broche final a casi cinco años y medio de dedicación a los estudios universitarios de Ingeniería de Telecomunicación. Siendo por lo tanto la culminación de mi Licenciatura, aprovecho para agradecer a todos aquellos que han formado parte de esta etapa y de otras, de manera especial.

En primer lugar, quiero agradecer a mi tutor, Miguel Beruete, la posibilidad de haber desarrollado el proyecto final de carrera en el apasionante campo de los metamateriales. Su dirección y simpatía me han ayudado a cumplir con los objetivos, acercarme al mundo de la investigación científica y lo que es más importante, a disfrutar con el trabajo. Tenerlo como tutor, ha sido un total acierto. Agradezco también a mi cotutor Jorge Teniente su ayuda y atención en el desarrollo del proyecto. Gracias también por impartir una de mis asignaturas favoritas de la carrera (Laboratorio de Antenas y Microondas), y que en cierta manera ha influido en la elección de la temática del proyecto. Agradezco a Unai y a Bakhtiyar su ayuda en asuntos puntuales pero claves del proyecto.

Agradezco a la Universidad Pública de Navarra, como el más alto exponente de formación e investigación científica público en Navarra, la formación recibida durante estos cinco años de Licenciatura y a los profesores que han sabido transmitir sus conocimientos y que de alguna manera, han marcado estos años: mi tutora de primer curso Camino Leránoz, Antonio López, Francisco Falcone, Vicente Madurga, Ramón Gonzalo y muchos más. Debo mencionar también a todos mis compañeros de carrera, por todos los momentos vividos en estos años: Ismael, Rubén, Leyre, Aritz y Adrián.

Por supuesto, agradezco también la educación, especialmente en valores, recibida en el Colegio San Ignacio - Jesuitas de Pamplona. Espero, algún día, aprender a valorarla en su totalidad. Recordaré con certeza a profesores como Iñaki Lacunza, Alfredo Asiáin, Ricardo, Alberto, Pilar, etc... en general, a la buena gente que conocí allí. También, a mis amigos de siempre: Pablo, Miguel, Íñigo, Mikel, etc... Gracias a todos por formar parte de una etapa y de momentos que recordaré siempre con mucho cariño.

No habría espacio suficiente para agradecer el total apoyo, en todos los aspectos, que he recibido siempre de mi familia, así que simplemente la mencionaré. Todo lo que soy, es gracias a ellos. Dedico especialmente este Proyecto Final de Carrera a mis padres, a mi tía María Luisa y a mi hermano Víctor.



Resumen

En este proyecto se presenta un sistema formado por una antena de bocina y una lente metálica de metamaterial basada en Transmisión Extraordinaria. Como ya se ha demostrado en el pasado, la aplicación de lentes permite mejorar la directividad de las antenas de bocina, corrigiendo el frente de onda incidente en uno de los perfiles. Desde el descubrimiento de los metamateriales, se ha producido una revolución en el desarrollo de dispositivos electromagnéticos. En particular, el diseño de lentes se ha beneficiado enormemente de las ideas de metamateriales. Con el objetivo de acoplarlas a bocinas, los metamateriales ofrecen nuevas opciones frente a las tradicionales lentes dieléctricas o metálicas [KOC 46]. Desde el descubrimiento de la Transmisión Extraordinaria [EBB 98] y de su existencia en el rango de Terahercios [BER 08], se ha conseguido implementar satisfactoriamente lentes basadas en dicho fenómeno basadas en la estructura *fishnet*, que consiste en apilar láminas metálicas perforadas (o SHA, de las siglas en inglés “*Stacked Hole Arrays*”) [BER 06] [NAV 09]. La Transmisión Extraordinaria, observada por primera vez en 1998 en el rango óptico, consiste básicamente en un pico de transmisión a través de una placa perforada con agujeros periódicos en la lámina y de diámetro sub-lambda. En este proyecto se estudian las lentes basadas en dicho fenómeno con el objetivo de acoplarlas en la abertura de una antena de bocina y poder mejorar así sus propiedades de radiación, como novedad en el campo de lentes metálicas para dichas antenas.

El proyecto comienza con un estudio teórico básico sobre todos los conceptos fundamentales (antenas de bocina, lentes metálicas, metamateriales, etc...) en los que se sustenta este Proyecto Final de Carrera y de la física que subyace en el fenómeno de Transmisión Extraordinaria (TE). A continuación, se procede a analizar, por medio del software de simulación CST Microwave StudioTM, la estructura *fishnet*. Se analizan los diagramas de dispersión de la celda unidad y su respuesta electromagnética con distintos parámetros de diseño y frecuencias. En base al primer estudio, se diseñan lentes con perfiles parabólico y elíptico (y por lo tanto, en distintos rangos de frecuencia de la estructura *fishnet*) comparando dos modelos distintos para cada caso: Primero, un modelo de lente homogénea, diseñada especialmente con las propiedades de dispersión de la estructura *fishnet*, con un perfil perfectamente curvo y con perfecta adaptación de impedancias. Este modelo ideal, se compara después con la lente real basada en *fishnet*, que presenta un perfil necesariamente escalonado. El tercer estudio, consiste en el análisis del acoplo de los dos modelos de lentes a una bocina. A partir del análisis del acoplo de una lente homogénea con perfil parabólico, se procede a analizar, variando los parámetros de diseño, el acoplo de una lente basada en *fishnet*. Esta lente muestra un perfil interior optimizado en términos de adaptación, aumento de ganancia (de hasta +5.8 dB) con funcionamiento multibanda y facilidad de fabricación.



Por último, se muestra el diseño mecánico propuesto para la fabricación del prototipo y se muestran las piezas fabricadas a partir de una impresora 3D y una fresadora mecánica. Se encuentran al final de la memoria las conclusiones más importantes y las líneas de investigación derivadas del proyecto así como la bibliografía consultada durante la realización del mismo.



Abstract

In this project a system made by a horn antenna and a metamaterial fishnet lens based on Extraordinary Transmission is shown. As it has been proved in the past, application of lenses improves horn antennas' directivity, correcting the phase front of an incident wave in one of the profiles. Since the discovery of metamaterials there has been a revolution in the development of electromagnetic devices. In particular, lens design has been benefited from these ground-breaking ideas. In order to couple lenses to horn antennas, metamaterials offer new options over traditional dielectric or metallic lenses [KOC 46]. Since the finding of the Extraordinary Transmission [EBB 98] and specifically in the Terahertz and millimeter wave range [BER 08] several metallic fishnet metamaterial lenses based on this phenomenon have been developed. These lenses are built by stacking hole arrays (i.e. "SHA") [BER 06] [NAV 09]. Extraordinary Transmission was first noticed in 1998 in the optical range, consisting in a narrow peak of transmission through a perforated metallic sheet, with periodic holes in the sheet and hole diameter sub-lambda. The aim of this work is to implement a high-frequency metamaterial lens-antenna based on a fishnet structure, which promises improved impedance matching compared to dielectric lenses, as a novelty in the field of metallic lens antennas.

This Master Thesis has as starting point the study of the theoretical foundations of the main subjects anyhow related to this project such as: horn antennas, metallic lenses, metamaterials, etc.... and the basic underlying physics of Extraordinary Transmission. Then we proceed to analyze, by means of simulation software CST Microwave Studio™, the fishnet structure. Scatterplots of the unit cell and its electromagnetic response with different design parameters and frequencies are analyzed. Based on the previous study, elliptical and parabolic profile lenses are designed (and therefore in different frequency ranges of the fishnet structure) comparing two different models for each case: First, a homogeneous model lens specially designed with scattering properties of the fishnet structure with a curved profile and perfect impedance matching. This ideal model is then compared to the actual fishnet-structured lens, which necessarily has a stepped profile. The third study is the analysis of the coupling of the two models of lenses to a horn antenna. From the analysis of the coupling of the homogeneous lens with a parabolic profile, we proceed to analyze, by varying the design parameters, the coupling of a fishnet lens. This lens shows an optimized inner profile in terms of adaptation, gain enhancement (up to +5.8 dB), with multiband operation and ease to manufacture.

Finally, the mechanical design proposed for the manufacture of the prototype is shown as well as its parts fabricated from a 3D printer and a mechanical milling. At the end of this dissertation, the most important conclusions



and the lines of research derived from the project, as well as the scientific literature are shown.



ÍNDICE

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN.....	8
ESTADO DEL ARTE	8
OBJETIVOS DEL PROYECTO	10
ESTRUCTURA DE LA MEMORIA.....	11

CAPÍTULO 2

CONCEPTOS FUNDAMENTALES.....	13
INTRODUCCIÓN	13
METAMATERIALES Y MEDIOS ZURDOS	14
Teoría Fundamental	14
Lentes de Metamaterial	15
TRANSMISIÓN EXTRAORDINARIA A TRAVÉS DE LÁMINAS METÁLICAS PERFORADAS	17
Plasmónica y Teoría Fundamental.....	17
Lentes de Metamaterial basadas en Transmisión Extraordinaria	20
LENTES METÁLICAS	21
ANTENAS DE BOCINA	24

CAPÍTULO 3

ESTUDIO ELECTROMAGNÉTICO DE LA ESTRUCTURA FISHNET Y DE LENTES DE METAMATERIAL PERFILADAS	30
INTRODUCCIÓN	30



ANÁLISIS DE LA ESTRUCTURA <i>FISHNET</i>	30
Caracterización electromagnética básica	30
Prisma basado en la estructura <i>fishnet</i>	35
LENTE DE METAMATERIAL PERFILADAS	36
Teoría General: Principio de Fermat e igualdad de caminos ópticos	37
Diseño y análisis de una lente homogénea con perfil parabólico	38
Diseño y análisis de lentes con perfil elíptico	40
 CAPÍTULO 4	
 ESTUDIO DEL ACOPLLO DE UNA LENTE DE METAMATERIAL A UNA ANTENA DE BOCINA	49
INTRODUCCIÓN	49
ESTUDIO PARAMÉTRICO DEL ACOPLLO DE UNA LENTE HOMOGÉNEA CON PERFIL PARABÓLICO	49
Ancho de la abertura y distancia focal	50
Distancia focal y ángulo de abocinamiento	51
ESTUDIO PARAMÉTRICO DEL ACOPLLO DE LENTE BASADA EN LA ESTRUCTURA <i>FISHNET</i>	54
Número de capas de la lente	55
Distancia de separación entre capas	56
Ancho de la abertura	57
Distancia de separación de la primera capa	58
Conclusiones	59
DISEÑO MECÁNICO Y FABRICACIÓN	63
 CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS	67



BIBLIOGRAFÍA	68
PUBLICACIONES EN CONGRESOS	71



Capítulo 1

Introducción

1.1. ESTADO DEL ARTE

En este proyecto se va a analizar el acoplo de una lente basada en el metamaterial *fishnet* y una antena de bocina con el objetivo de mejorar las propiedades de radiación de la antena. Para sentar las bases de este Proyecto Final de Carrera, se realiza a continuación un breve repaso histórico de algunos de los conceptos más destacados relacionados con este proyecto. En los capítulos siguientes se procederá a explicarlos con más detalle.

El guiado y control sobre la propagación de las ondas electromagnéticas ha sido y es fundamental para hacer posibles los sistemas de comunicaciones actuales así como para contribuir al desarrollo de tecnología en muchas otras ramas de la ingeniería como la médica o la electrónica. Para este propósito, las lentes son elementos clave. Son dispositivos que se utilizan para guiar y concentrar no sólo la luz sino cualquier otro tipo de radiación electromagnética. En ese sentido, se pueden combinar con antenas de microondas para mejorar sus propiedades de radiación ya sea usando lentes dieléctricas o metálicas.

La primera demostración de una lente metálica la realizó Kock en 1946. Son las primeras y las más representativas de las lentes metálicas de índice de refracción positivo, fabricadas a partir de guíaondas metálicas. Se consigue variar la constante de propagación de la onda en el interior de la lente, modificando la dimensión de las guías que es paralela al vector de campo eléctrico. De esta manera y dotándolas de un perfil, la focalización al otro lado de la lente es posible. Estas lentes serán tratadas en detalle más adelante.

Íntimamente relacionadas en este proyecto con las lentes desarrolladas, existen estructuras denominadas Superficies Selectivas en Frecuencia (FSS, por sus siglas en inglés "*Frequency Selective Surfaces*") que también consiguen mejorar la directividad de antenas. En 1956, Gislew Von Trentini [TRE 56] estudió la posibilidad de emplear FSS para mejorar la directividad de antenas de bocina variando la distancia entre ésta y un plano metálico situado a la salida de la guíaonda. Por medio de reflexiones y calculando las distancias óptimas de separación para que hubiese compensación de fases, consiguió una ganancia de hasta 17.2 dB con una bocina de 15.8 mm de longitud y una abertura de dimensiones 96×82 mm, a una frecuencia de operación de 9.38 GHz ($\lambda_0 = 3.2$

mm). Desde entonces, se han propuesto multitud de diseños de lentes metálicas, basándose tanto en FSS como en la variación de la constante de propagación de las ondas a través de guías debidamente diseñadas.

Más recientemente, el diseño de lentes se ha beneficiado enormemente de los conceptos derivados de los metamateriales. Los metamateriales son compuestos

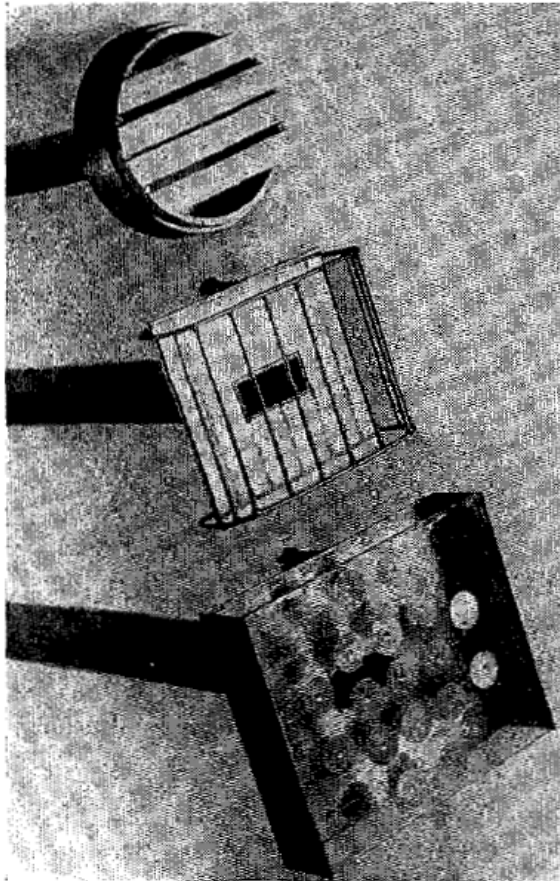


Figura 1.1 Antenas de cavidad reflectante de Von Trentini [TRE 56].

artificiales que han supuesto una auténtica revolución en la ingeniería y en la física. El origen de los metamateriales se sitúa en el trabajo de Víctor Veselago [VES 68] en el que se establecieron por vez primera las bases teóricas de materiales que tuvieran permitividad eléctrica (ϵ) y permeabilidad magnética (μ) simultáneamente negativas, propiedad que no se halla presente en los materiales naturales. Más adelante se acuñó el término metamateriales (literalmente, “más allá de los materiales”) para referirse a este tipo de medios. En particular cuando se cumple que la permitividad y la permeabilidad son simultáneamente negativas se obtiene un metamaterial zurdo o LHM (“*Left Handed Materials*”). En el año 2000, J. B.

Pendry [PEN 00] extendió las posibilidades de los medios teóricos

estudiados por Veselago indicando la posibilidad de crear una “superlente” empleando metamateriales en los que $\epsilon = \mu = -1$, capaz de resolver todas las componentes espaciales de Fourier de una imagen, captando no sólo el campo lejano sino también el campo cercano. Esta lente permitiría así superar el límite de difracción permitiendo una reconstrucción perfecta de imágenes de objetos muy pequeños en comparación con la longitud de onda, algo muy deseable en microscopía y en nanotecnología, y que parece contradecir la teoría clásica de la difracción. Estas propiedades electromagnéticas poco usuales son accesibles gracias a los metamateriales, sobrepasando así la barrera que impone la Naturaleza y permitiendo trabajar con materiales con parámetros electromagnéticos constitutivos (permitividad y permeabilidad) diseñados “a la carta” independientemente de la frecuencia con la que se trabaje. Se pueden diseñar lentes con propiedades muy interesantes mejorando no sólo la adaptación, sino también por ejemplo su perfil, tamaño y forma lo que las podría hacer más fáciles de fabricar a ciertas frecuencias.



Dada la amplia libertad de diseño de la permitividad y permeabilidad, se han propuesto lentes de metamaterial ENZ (“*Epsilon Near Zero*”), similares a las lentes de Kock pero con las guíasondas próximas al corte, a frecuencias alejadas de las de resonancia consiguiendo así menos pérdidas, entre otras ventajas que permiten los metamateriales ENZ [NAV 12]. En el trabajo de V. Torres *et al.* [TOR 13] se desarrollan este tipo de lentes usando índice gradual (GRIN), es decir, variando las dimensiones de guías adyacentes lo que permite una lente con un perfil plano, algo contrario a los tradicionales perfiles curvos que nos dictan las leyes de la Óptica. También se han desarrollado lentes con estas propiedades electromagnéticas tan singulares con el objetivo de acoplarlas a bocinas. Algunos de estos ejemplos son las lentes planas con metamateriales ENZ estudiadas en los trabajos de Q. Wu *et al.* [WU 06] o de D. Ramaccia *et al.* [RAM 13] construidas con capas de hilos metálicos para conseguir la permitividad y/o permeabilidad deseada, mejorar la directividad y reducir el tamaño de la bocina. Hay más tipos de lentes de metamaterial, algunas de ellas basadas en fenómenos extraordinariamente sorprendentes: Pueden fabricarse lentes de metamaterial LHM a partir de láminas metálicas con agujeros de tamaño sub-lambda (y simulando por lo tanto guías al corte) gracias al fenómeno de la transmisión extraordinaria (TE) como se puede comprobar por ejemplo en los trabajos de M. Beruete y M. Navarro-Cía *et al.* [BER 08] [NAV 09] [NAV 10] en el rango de terahercios (también en el rango de ondas milimétricas y microondas). También se han desarrollado lentes zonadas [PAC 13], reduciendo así su tamaño. Junto con otros dispositivos como polarizadores o demultiplexores [BER 08b] [NAV 09b] [NAV 09c], estas lentes son de alto interés para el desarrollo de tecnología para ondas milimétricas y para el rango óptico.

En este proyecto se pretende dar un paso más y, así como se ha hecho con otros tipos de lentes de metamaterial, acoplar dichas lentes basadas en TE a antenas de bocina lo que daría lugar a antenas de bocina más pequeñas y más directivas en el rango de terahercios y ondas milimétricas. Así pues, las lentes de metamaterial basadas en Transmisión Extraordinaria podrían destacarse entre lo más innovador en el campo de las lentes metálicas y son el fundamento de este proyecto.

1.2. OBJETIVOS DEL PROYECTO

El objetivo principal es analizar y verificar nuevas implementaciones de sistemas formados por lentes de metamaterial (basadas en transmisión extraordinaria) y antenas de bocina (principalmente de paredes lisas), así como acometer la fabricación y medida de los prototipos.

El trabajo es una investigación de nuevos sistemas formados por lentes metálicas y antenas de bocina, para lo cual es necesario la comprensión del fenómeno de la Transmisión Extraordinaria (TE). Este fenómeno permite fabricar un nuevo tipo de lentes metálicas que acopladas a las antenas de bocina permitirían altas directividades, reducción del tamaño y mayor robustez del conjunto



manteniendo una buena adaptación, abriendo así nuevas posibilidades en comparación con otro tipo de lentes como son las dieléctricas. Así pues, los objetivos a cumplir son: Buena adaptación (a priori un $S_{11} < -10$ dB) en un ancho de banda determinado, aumento de la directividad y de la ganancia y reducción del perfil de la antena para una ganancia dada.

Para ello, se partirá estudiando la física del fenómeno citado y las simulaciones y experimentos realizados previamente sobre lentes a partir de “*Stacked Hole Arrays*” (SHA) y de los fundamentos de antenas de bocina, en principio, rectangulares y lisas. También se aprenderá a manejar el paquete informático CST Microwave Studio empleado para las simulaciones y a usar el software de una impresora 3D para la fabricación.

1.3. ESTRUCTURA DE LA MEMORIA

En la realización de la memoria se ha tenido en cuenta la complementariedad de los estudios realizados y la variedad de temas a tratar. Así pues, en las conclusiones de cada tema se hace hincapié en la interrelación de los resultados obtenidos con los de otros apartados. También se incluyen al final de cada capítulo las conclusiones más importantes y las referencias a los libros y artículos consultados. Después de este primer capítulo introductorio, la memoria sigue con un segundo capítulo sobre la teoría fundamental necesaria para entender el trabajo explicado en los capítulos siguientes.

En el tercer capítulo se exponen los análisis realizados con CST Microwave Studio usando la celda unidad de los SHA (“*Stacked Hole Arrays*”), para comprender su respuesta electromagnética y obtener los diagramas de dispersión y los parámetros S. Estas estructuras ya han sido ampliamente estudiadas, con lo que se referenciará también a otras conclusiones importantes en otros trabajos de investigación. También se han desarrollado lentes de metamaterial, tanto homogéneas como escalonadas formadas por SHA de perfil parabólico y de perfil elíptico.

En el cuarto capítulo comienza a estudiarse el tema central del proyecto, acoplando una lente homogénea, modelada a partir del diagrama de dispersión de la celda unidad, a una antena de bocina sectorial H. Se realizan varios estudios paramétricos para analizar su comportamiento y verificar que se cumplen los objetivos. Este capítulo busca dar una idea general de las consecuencias de acoplar una lente de estas características a una antena de bocina. Las conclusiones serán muy importantes para el diseño de la lente real basada en SHA. El cuarto capítulo es el capítulo central, ya que se estudia el acoplo de la lente de metamaterial escalonada. Se realizarán varios análisis paramétricos, se estudiarán distintos perfiles de la lente para cumplir con los objetivos del proyecto que son: Buena adaptación (a priori, un $S_{11} < -10$ dB), aumento de la directividad, la ganancia y la



eficiencia de apertura y reducción del perfil de la antena para una ganancia dada. Finalmente, se muestra el diseño mecánico que facilita la impresión 3D y montaje del prototipo final así como las piezas fabricadas.

Para finalizar, se destacan las conclusiones más importantes de este Proyecto Final de Carrera y las futuras líneas de investigación derivadas del mismo. Por último, se indican las publicaciones en congresos derivadas del proyecto.



Capítulo 2

Conceptos Fundamentales

2.0. INTRODUCCIÓN

En este capítulo se trata la teoría básica en la que se fundamenta el proyecto, necesaria para comprender los capítulos siguientes sobre lentes acopladas a bocinas. De este modo, el primer apartado (2.1) trata la teoría de los metamateriales y lentes basadas en ellos. En el segundo apartado (2.2) se abarca la teoría fundamental de la plasmónica y los fundamentos del fenómeno de la Transmisión Extraordinaria, que supone la base física del trabajo realizado en este proyecto. También se comentarán brevemente las lentes de metamaterial basadas en Transmisión Extraordinaria realizadas hasta el momento. En el tercero (2.3), se repasa la teoría de lentes metálicas para tener una visión general de éstas y para entender su fundamento a la hora de acoplarlas a aberturas, concretamente de antenas de bocina. En el cuarto y último (2.4) se tratan los aspectos básicos de las antenas de bocina así como sus parámetros más importantes y de las antenas en general. Para profundizar más en cualquiera de estos temas y dada su amplia extensión, se remite a la bibliografía consultada.



2.1. METAMATERIALES Y MEDIOS ZURDOS

2.1.1. Teoría Fundamental

Los metamateriales se pueden definir como materiales con propiedades inusuales, no habituales o no presentes en la Naturaleza que se deben no a la composición química de éstos, sino a cómo están estructurados los elementos que los componen. Son de un elevado interés en Electromagnetismo e Ingeniería ya que se pueden diseñar estructuras homogéneas con permitividades y permeabilidades prácticamente “a la carta”. En 1968, Víctor Veselago analizó matemáticamente sus propiedades [VES 68] a partir de las ecuaciones de Maxwell y las relaciones constitutivas. En concreto, estudió la posibilidad de tener un medio con permitividad y permeabilidad simultáneamente negativas ($\epsilon < 0$ y $\mu < 0$) ya que así podemos tener propagación de la onda, pues el índice de refracción se mantiene real:

$$n^2 = \epsilon_r \mu_r \quad (2 - 1)$$

Tomando la raíz negativa, el índice además es negativo. Con la Ley de Snell, se comprueba esta propiedad al pasar de un medio “diestro” ($n_1 > 0$) a un medio “zurdo” ($n_2 < 0$), ya que para cumplir:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 > 0 \quad (2 - 2)$$

El ángulo de salida θ_2 debe de ser negativo respecto a la normal en el sentido en el que tomamos θ_1 positivo. Víctor Veselago también demostró la propagación en un medio zurdo a partir de las ecuaciones de Maxwell, que para una onda monocromática plana en un medio de permitividad ϵ y permeabilidad μ se pueden resumir como:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mu \mathbf{H} \quad (2 - 3)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \epsilon \mathbf{E} \quad (2 - 4)$$

El Vector de Poynting indica la dirección y sentido de la velocidad de grupo, es decir, indica la dirección de propagación de la energía que transporta la onda:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2 - 5)$$

A partir de estas ecuaciones se comprueba que, si bien en un material DPS (“*Double PoSitive*”) la velocidad de fase y la de grupo son paralelas, en un medio DNG (“*Double NeGative*”) son antiparalelas. Además, si ϵ y μ no dependen de la frecuencia no puede darse el caso de propagación en los metamateriales DNG, pues la energía total en el medio sería negativa, por lo que para tener un medio zurdo se deduce que éste debe ser dispersivo [VES 68]:

$$W = \frac{\partial(\omega\varepsilon)}{\partial\omega} E^2 + \frac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega} H^2 \quad (2 - 6)$$

2.1.2. Lentes de Metamaterial

A partir del análisis matemático, V. Veselago planteó un tipo de lentes con propiedades inversas a las habitualmente empleadas: Una lente cóncava podría hacer converger una onda plana incidente en un foco y una lente convexa podría hacer divergir dicho haz.

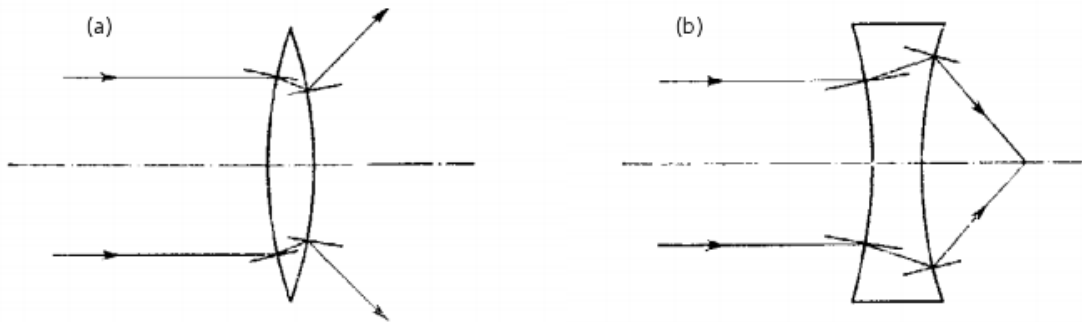


Figura 2.1. Lente convexa divergente (a) y lente cóncava convergente (b). Reproducción de [VES 68].

También planteó la posibilidad de fabricar un dispositivo plano con $n = -1$ con la propiedad de focalizar en un punto la radiación de una fuente puntual localizada al otro lado de la “lente”. Técnicamente, no consistiría en una lente porque no podría hacer converger en un foco una onda plana incidente pero reproduciría fielmente, punto por punto, una imagen. Por otro lado, la condición $n = -1$ se cumpliría sólo para una frecuencia con lo que presentaría gran aberración cromática. Se comprueba además que la velocidad de fase es antiparalela a la de grupo y se tiene un foco interior [VES 68].

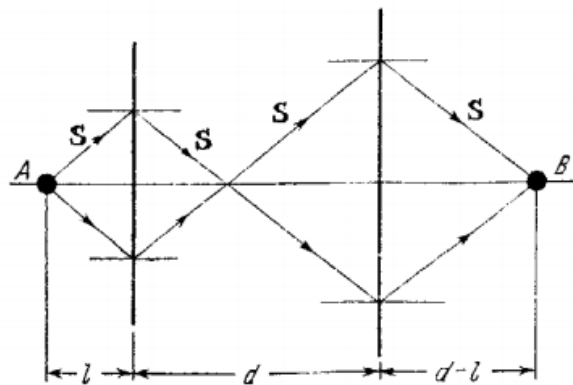


Figura 2.2. “Lente plana” de Veselago con $n = -1$. Reproducción de [VES 68].



J. B. Pendry [PEN 00] extendió las ideas de Veselago demostrando que una lente plana con $\epsilon_r = \mu_r = -1$ es capaz de reproducir exactamente en el punto imagen toda la información de la fuente, incluyendo las componentes evanescente. Gracias a esta propiedad es posible superar el límite de difracción. Clásicamente, el límite de difracción fija, para cualquier caso, la máxima resolución posible a la longitud de onda de la radiación empleada. Tomando el criterio de Rayleigh se tiene:

$$\Delta \approx \frac{2\pi}{k_{\text{máx}}} = \frac{2\pi c}{\omega} = \lambda \quad (2 - 7)$$

Esto se debe a que, para una onda propagándose en el eje z ,

$$k_z = i \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 c^{-2}} \quad (2 - 8)$$

para los valores de las componentes transversales del vector de onda $k_x^2 + k_y^2 > \omega^2 c^{-2}$ no hay onda propagada, y por lo tanto esas ondas evanescentes (no se propagan pero sí se atenúan con la distancia) no son captadas por las lentes convencionales y no forman parte de la imagen en el foco. En consecuencia se pierde información y la $k_{\text{máx}}$ en la dirección z será:

$$(k_z)_{\text{máx}} = \frac{\omega}{c} \quad (2 - 9)$$

Con la lente de Pendry, las componentes evanescentes se “amplifican” en el interior, de manera que en el punto imagen se tiene una reconstrucción perfecta de la fuente. La lente de Pendry captaría (en teoría) las componentes de campo lejano y también de campo cercano permitiendo una resolución infinita y reproduciendo la imagen con todos los detalles posibles al otro lado de la lente. Se destaca así la conexión entre campos evanescentes y medios zurdos.

A fin de obtener una lente fabricable, Pendry propuso una versión reducida de la lente perfecta, la lente plasmónica que requiere únicamente $\epsilon_r = -1$. Esta condición se puede encontrar en metales nobles a frecuencias ópticas. Para una implementación práctica, Pendry propuso una lámina plana de plata de 40 nm de grosor, y en base a los resultados obtenidos, concluyó que conforme la lente es menos gruesa se obtiene mejor reconstrucción de la imagen, relacionando la capacidad resolutive de la lente con las pérdidas producidas en la lente [PEN 00].

Cabe mencionar que el artículo de Pendry ha sido de los más citados en el campo de los metamateriales, pero también de los más criticados [NIE 04]. Se destaca que es una idealización hablar de “lente perfecta” y que habría que considerar ciertos aspectos como son: pérdidas o modos evanescentes en la lente que no forman parte de la imagen lo que implica una función de transferencia no plana, una frecuencia de corte espacial debida a la periodicidad de la estructura con la que

se implementa el metamaterial (es decir, la lente) y que imposibilitaría resolver componentes frecuenciales iguales o superiores (el metamaterial dejaría de ser homogéneo), la aberración cromática, etc...

En cualquier caso, la lente propuesta por Pendry se presupone como la base de una futura revolución para los instrumentos de medida, de comunicaciones y de otros dispositivos científicos. En la búsqueda de esos usos prácticos, también se han desarrollado en el pasado lentes planas con estas propiedades zurdas para acoplarlas a antenas de bocina [WU 06] [RAM 13].

2.2. TRANSMISIÓN EXTRAORDINARIA A TRAVÉS DE LÁMINAS METÁLICAS PERFORADAS

2.2.1. Plasmónica y Teoría Fundamental

Se sabe que láminas metálicas perforadas pueden funcionar como superficies selectivas en frecuencia, pero en 1997 se dio un paso más allá: T. Ebbesen [EBB 97] descubrió un pico de transmisión a través de láminas con agujeros periódicos cuando sobre éstas incidía una onda con una frecuencia inferior a la del corte de los agujeros. Por ese motivo, al fenómeno se denominó Transmisión Óptica Extraordinaria. Para entender este fenómeno, hay que recurrir a conceptos básicos de plasmónica ya que Ebbesen determinó que esta resonancia se debe fundamentalmente al acoplo de la luz con los Plasmones (u ondas de plasma), que son oscilaciones de las cargas en la superficie del metal. Si este efecto que se produce en el medio es muy notable, entonces también se denominan Polaritones (buscando una similitud con la interacción entre un medio polarizable y una onda electromagnética que lo polariza).

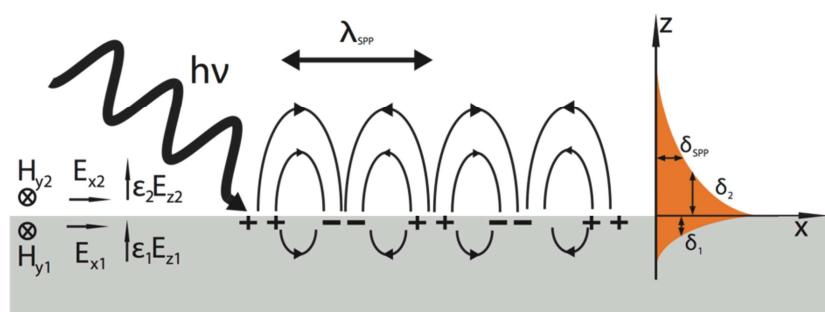


Figura 2.3. Esquema de una onda plasmónica en una superficie metálica. Reproducción de Wikipedia.es

En un metal podemos incluir los efectos de las corrientes de electrones libres y del vector del desplazamiento eléctrico en una única permitividad dieléctrica efectiva [SOL 09]:



$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon + \frac{\sigma_0}{j\omega} \frac{1}{1 + j\omega\tau} \quad (2 - 10)$$

Donde ε es la permitividad del medio, σ_0 la conductividad eléctrica, ω la frecuencia, τ el tiempo de relajación y j la unidad imaginaria. Si $\omega \rightarrow \infty$ y $\varepsilon = \varepsilon_0$, la expresión de ε_{eff} es:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (2 - 11)$$

donde

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \quad (2 - 12)$$

El término ω_p se conoce como la frecuencia de plasma, donde e es la carga del electrón, m su masa y N el número de electrones. Por lo tanto, a altas frecuencias el metal se comporta como un plasma gracias a la “nube electrónica” de sus átomos y, si estas frecuencias son menores que la frecuencia del plasma, la permitividad efectiva es negativa y no hay propagación sino campos evanescentes. De la ecuación (2 - 11) se deduce un modelo para el movimiento electrónico en el material, conocido como el Modelo de Drude:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2 - 13)$$

El cual además implica un medio dispersivo para una onda electromagnética que lo atraviese. Sustituyéndolo en la expresión del vector de onda y estudiando su ecuación de dispersión, se deduce que si las componentes transversales del vector de onda de la onda incidente son mayores que k_0 ($k_x > \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{r1}}$) entonces tenemos unos modos no radiados que recorren la interfaz, que se denominan “*Surface Plasmon Polaritons*” (SPP). Hay que destacar entonces que un SPP jamás se excitará con la incidencia de una onda plana perpendicular a la interfaz (ya que no habría componentes del vector de onda paralelas a la superficie) y que las longitudes de onda de los SPP ($\lambda_{SPP} = 2\pi/k_x$) son siempre menores que la del vacío, abriendo la posibilidad de la manipulación de campos evanescentes de objetos de tamaño sub-lambda.

La Transmisión Óptica Extraordinaria observada en la investigación de Ebbesen no está del todo explicada pero está muy relacionada con los SPP. Se sabe también que la posición del pico de transmisión depende de la periodicidad de los agujeros, que la transmisión se reduce conforme aumenta el grosor de la lámina y que la anchura del pico depende del ratio t/d , donde t es el grosor de la lámina y d el diámetro de los agujeros.

El fenómeno de la Transmisión Extraordinaria también se demostró en el rango de ondas milimétricas [BER 05] pero en este caso no se debe a la propagación de SPP's. En su lugar, las corrugaciones o la periodicidad de los agujeros producen los “*Spoof Surface Plasmons*” (aunque en milimétricas es más correcto hablar de “*Leaky Waves*”) imitando de alguna manera los SPP que sí ocurren en otros rangos de frecuencias. La excitación de esos modos superficiales ocurre a longitudes de onda próximas a la periodicidad de los agujeros y cuando hay en ellos modos evanescentes, es decir, están al corte.

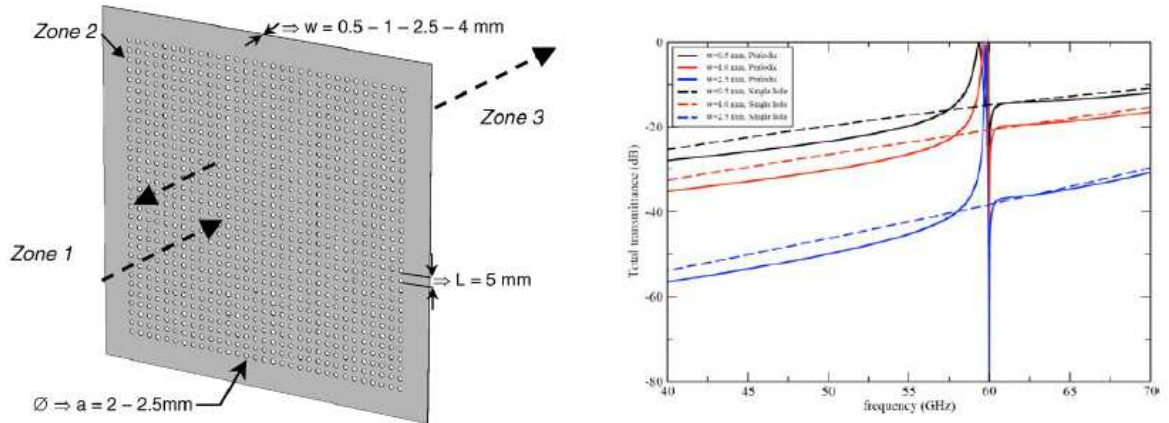


Figura 2.4. Esquema de la lámina y resultados obtenidos para distintos grosores. Reproducción de [BER 05]

Todavía más importante, se sabe que el apilamiento de placas con agujeros (“*Stacked Hole Arrays*” o SHA) tiene un comportamiento LHM, lo que relaciona dos fenómenos del campo de los metamateriales: La Transmisión Extraordinaria y la Refracción Negativa [BER 06]. Esta transmisión de energía se debe al acoplo de los campos reactivos entre las láminas. La distancia de separación entre las sucesivas láminas es lo que determina la banda de frecuencia en la que el conjunto presenta un comportamiento LHM. Esta última característica se puede ver en un diagrama de dispersión ω/k , (representación de la ecuación de dispersión del medio) y del que se puede deducir la relación entre la velocidad de fase y la de grupo ya que:

$$v_f = \frac{\omega}{k} \quad (2 - 14)$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2 - 15)$$

Por lo tanto, tendremos un material “zurdo” cuando la pendiente de la curva sea negativa, lo que se traduce en velocidades de fase y de grupo antiparalelas.

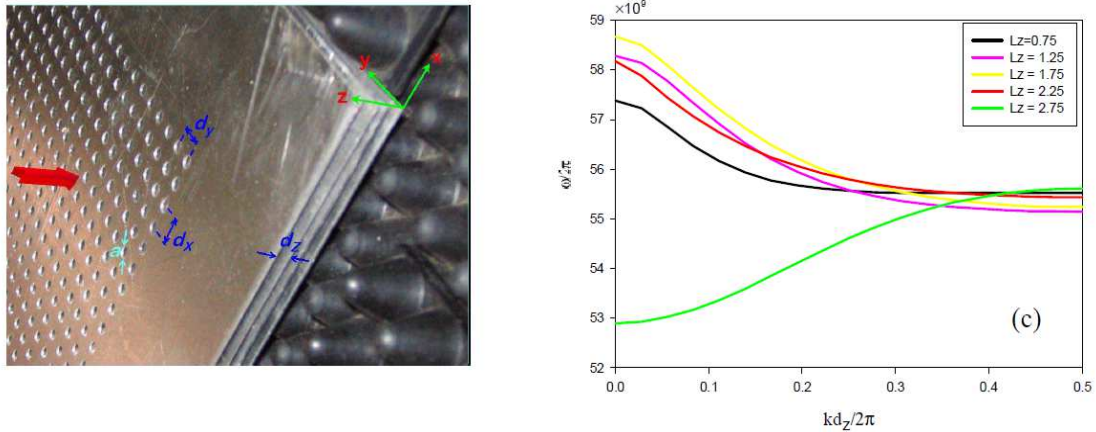


Figura 2.5. Prototipo de SHA y diagrama de dispersión a distintas separaciones. Reproducción de [BER 06]

Desde el punto de vista de circuitos se han realizado análisis exhaustivos de los SHA [MED 08] [BER 07]. Los agujeros sub-lambda son los elementos resonantes, y se modelan como una inductancia y una capacitancia en paralelo (“*L-C Tank*”). La proximidad de dos láminas se interpreta como la separación entre dos placas de un condensador y por lo tanto, si están lo suficientemente cercanas, se modela como una capacitancia en serie. El resultado es una Línea de Transmisión Inversa, lo que implica que la velocidad de fase es antiparalela a la de grupo remarcándose así su carácter “zurdo”.

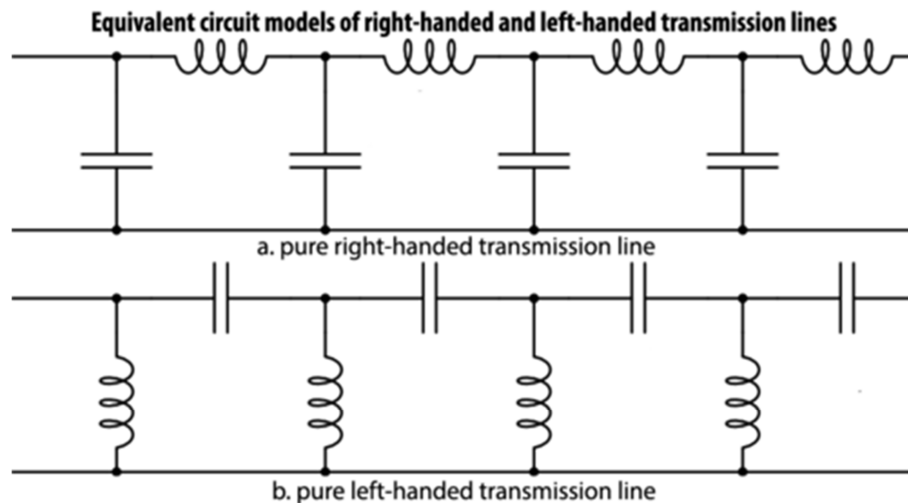


Figura 2.6. Esquemas de los circuitos equivalentes de las dos líneas de transmisión normal (a) e inversa (b).

2.2.2. Lentes de Metamaterial basadas en Transmisión Extraordinaria

Gracias al fenómeno de la Transmisión Extraordinaria, se pueden diseñar distintos dispositivos metálicos para rangos ópticos y de terahercios contrarrestando así las grandes pérdidas que tienen los metales a estas frecuencias. Entre otros, se



pueden fabricar lentes metálicas de metamaterial con las propiedades vistas en [VES 68]. En [BER 08] se desarrolla una lente plano-cóncava de este tipo basándose en los principios básicos de la óptica de una lente parabólica y las propiedades de dicha lente con un índice de refracción igual a -1. Está claro que una lente plana no puede hacer converger un frente de onda plano pues no habría ángulo negativo de refracción y por lo tanto se requiere un perfil determinado para poder focalizar. Dado que los “*Stacked Hole Arrays*” se forman apilando capas, se requiere un perfil escalonado que se ajuste al perfil parabólico de una lente homogénea. Siguiendo con esta teoría, se pueden desarrollar lentes compactas basadas en SHA de distintos perfiles, a distintas frecuencias (cambia el índice de refracción efectivo del metamaterial), zonadas o no zonadas, etc... [NAV 09] [NAV 10] [PAC 13]. Se observa en el experimento que los resultados se ajustan a lo previsto por la teoría.

2.3. LENTES METÁLICAS

Una lente acoplada a una antena de bocina puede incrementar la eficiencia de apertura, reducir el nivel de lóbulos laterales o hacer menos sensible el centro de fase a la frecuencia. Las lentes se fundamentan en el principio de equivalencia de caminos ópticos, para formar correctamente el frente de onda al otro lado de la lente. Típicamente presentan tres grados de libertad a la hora de diseñarlas: El perfil interior, el exterior y el índice de refracción. La ecuación de los perfiles se obtiene a partir de la equivalencia de caminos ópticos (ver Fig. 2.8). La lente incrementa o reduce la velocidad de fase de la onda en su interior manifestando un índice de refracción efectivo menor o mayor que la unidad, respectivamente. De esta manera, se pueden diseñar lentes que no sólo focalicen la radiación de una fuente puntual en otro punto sino que también transformen el frente de fase de una onda plana en un foco y de manera recíproca, transformen un frente de onda específico en una onda plana a la salida, típicamente con un perfil exterior plano. Hay muchos tipos y perfiles distintos de lentes, pero ahora se procederá a explicar brevemente las lentes metálicas que presentan un índice de refracción efectivo positivo que, a diferencia de las lentes dieléctricas clásicas, es menor que la unidad.

En 1946, W. E. Kock [KOC 46] consiguió implementar lentes de índice de refracción menor que la unidad (permitiendo velocidades de fase de las ondas electromagnéticas mayores que en las dieléctricas) con placas metálicas paralelas con separación a que permiten la propagación del modo dominante TE_{10} . Se tiene así un índice de refracción efectivo que se puede aumentar (limitado por el tamaño de la lente) o reducir (limitado por las reflexiones y la desadaptación) separando o acercando las placas, respectivamente:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (2 - 16)$$

También es posible sustituir dichas placas por “cortinas” de hilos metálicos, siempre que la separación entre ellos no sea mayor que $\lambda/4$.

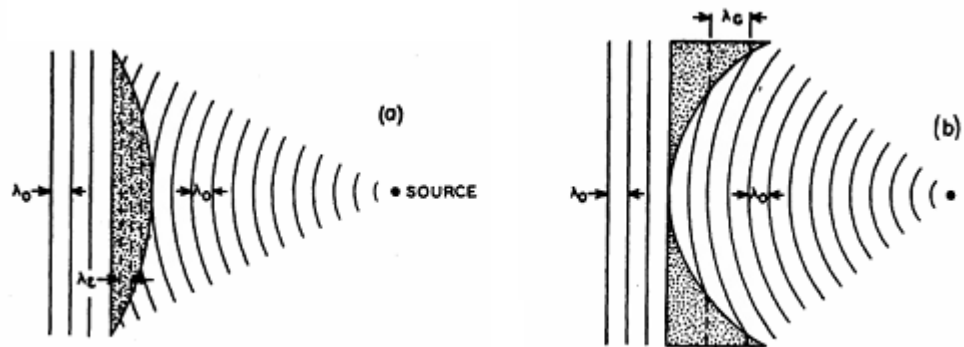


Figura 2.7. Lente con $n > 1$, típicamente dieléctrica (a) y lente con $n < 1$ (b). Reproducción de [KOC 46]

Del estudio del trazado de rayos, se deduce que el perfil de dichas lentes es una elipse:

$$(1 - n^2)x^2 - 2(1 - n)fx + y^2 = 0 \quad (2 - 17)$$

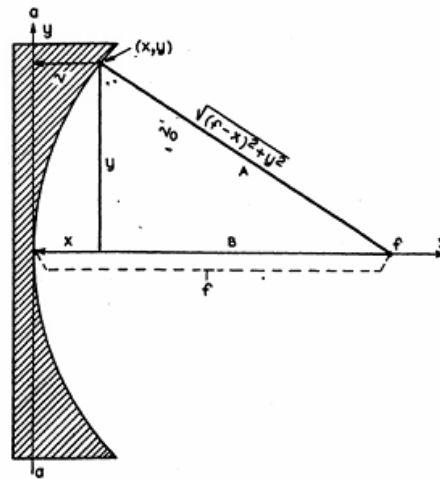


Figura 2.8. Análisis del trazado de rayos en una lente. Reproducción de [KOC 46].

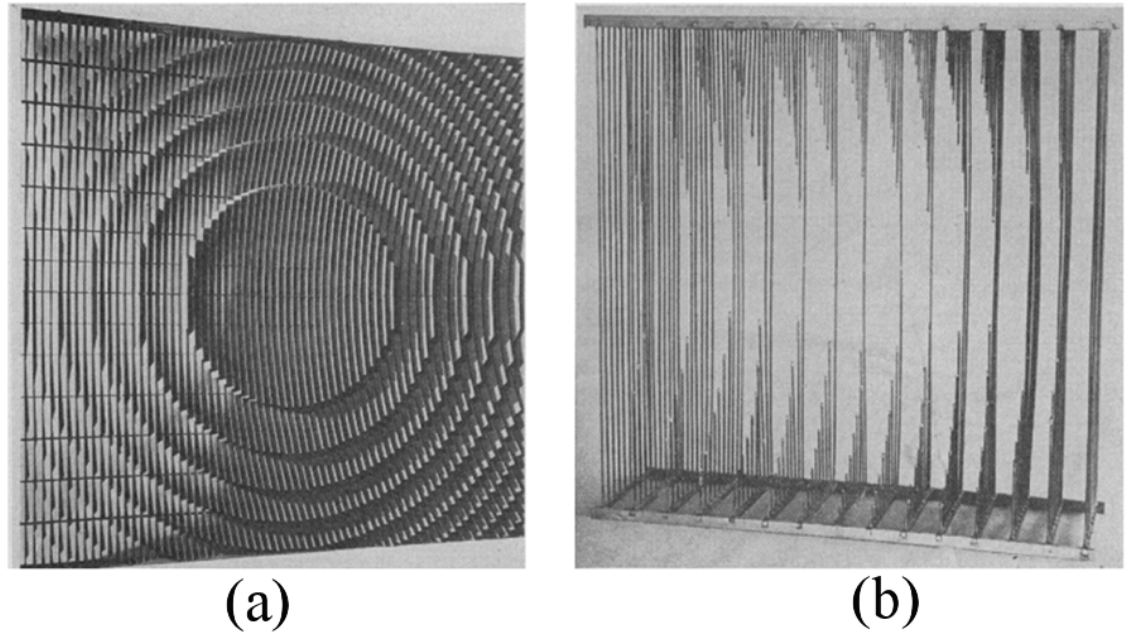


Figura 2.9. Ejemplos de Lentes de Kock, zonada con guiaondas (a) y con hilos metálicos (b). Reproducción de [KOC 46].

W. E. Kock también estudió la posibilidad de acoplar dichas lentes a la abertura de antenas de bocina sectoriales. Con el empleo de una lente zonada, de grosor constante, formada por guiaondas de diferentes anchuras, consiguió una bocina de tamaño eléctrico 38λ con una ganancia similar a la de una bocina óptima de 800λ de largo y mismo ancho de abertura, pero sin lente acoplada. Obtuvo así una reducción de tamaño muy considerable (ver Fig. 2.10).

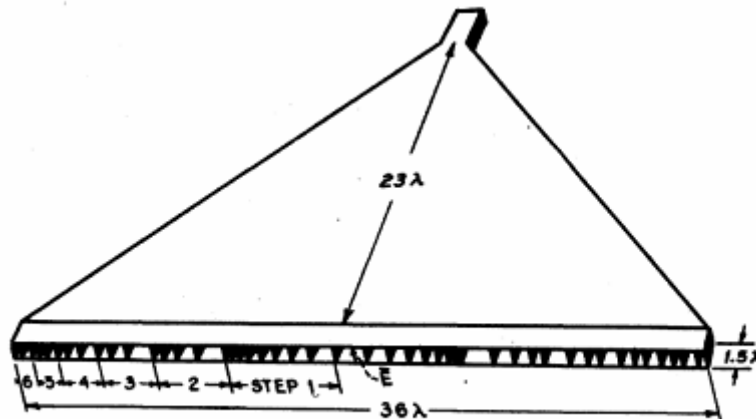


Figura 2.10. Bocina Sectorial-H con lente de Kock acoplada. Reproducción de [KOC 46].

Una lente “similar” se ha desarrollado [TOR 13] en el rango de Terahercios, pero con importantes diferencias: Se ha fabricado con metamateriales ENZ, esto es, guiaondas próximas al corte, la permitividad es próxima a cero ($\epsilon \rightarrow 0^+$) y se minimizan así las pérdidas por reflexiones.

2.4. ANTENAS DE BOCINA

Las antenas de bocina son un tipo de antenas de abertura consistentes en una guía cuyo lado abierto se ha prolongado en ángulo formando así el abocinamiento. Estas antenas son muy empleadas a frecuencias de microondas, por ser generalmente sencillas de fabricar, por su versatilidad, robustez y un ancho de banda amplio debido a la ausencia de elementos resonantes en los modelos más simples. Existe una gran variedad de antenas de bocina, pudiendo clasificarse principalmente según la forma de la guía en Rectangulares, Cónicas o Elípticas. Las antenas rectangulares son muy empleadas como antenas de calibración ya que conocidas sus dimensiones es fácil calcular su ganancia y variar su ancho de haz simplemente variando las dimensiones de la abertura. Sus otras aplicaciones son muy diversas: Tecnología RADAR, comunicaciones por satélite y espaciales, alimentadores de reflectores, radioastronomía, comunicaciones UWB...etc. En el rango de ondas milimétricas, también son interesantes por las reducidas pérdidas que presentan.

El caso más sencillo de antena de bocina es el que parte de una guía rectangular y es, de hecho, el caso empleado en el proyecto. De una guía rectangular se pueden derivar tres casos característicos: Si se prolongan las placas más anchas de la guía (las perpendiculares al campo eléctrico en el interior) se conforma la bocina sectorial de plano E, si se hace lo mismo pero sólo con las placas menos anchas, manteniendo la altura de la guía, se conforma la bocina sectorial H y si se prolongan ambos pares de placas se conforma la bocina piramidal. Desde el punto de vista de distribución de campos, ésta última se puede estudiar como una combinación de las dos primeras. El abocinamiento se debe realizar gradualmente, de manera que se asegure el comportamiento monomodo de la guía (modo fundamental TE_{10}) y que haya una transición menos brusca de onda guiada a onda radiada para ir adaptando gradualmente la impedancia a la impedancia del espacio libre (377Ω), reduciendo así reflexiones tanto en la zona donde la guía se empieza a abrir como en la abertura de la bocina.

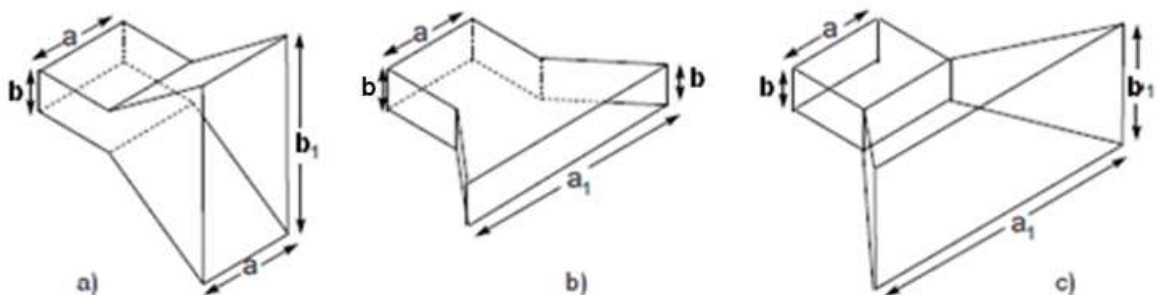


Figura 2.11. Antena de bocina sectorial plano E (a), plano H (b) y piramidal (c). Reproducción de [JOH 07].

El ángulo de abertura de la bocina (o “*Flare Angle*”) es pues, un parámetro importante: a mayor ángulo de abertura, hay una transición más brusca y peor adaptación justo antes del abocinamiento de la guía y además, a ángulos menores, la apertura se reduce y se asemeja cada vez más al lado abierto de la guía reduciendo la ganancia de la bocina. Por lo tanto, se deduce que hay un ángulo óptimo, para una frecuencia y longitud de bocina dadas, para el cual las reflexiones en ambas zonas son mínimas. Si mantuviésemos constante el área de la abertura, esto se traduciría a que hay una longitud óptima (varía el ángulo de abertura) para la bocina a una frecuencia dada. Otros parámetros importantes son:

- Ancho de Banda
- Centro de Fase
- Diagrama de Radiación
- Eficiencia de Radiación y Ganancia
- Polarización

En función de la aplicación, la bocina deberá estar adaptada en un rango determinado de frecuencias. Este ancho de banda se expresa habitualmente como un ancho de banda porcentual (centrado en $f_0 = \frac{f_{\max} + f_{\min}}{2}$):

$$BW (\%) = 200 \frac{(f_{\max} - f_{\min})}{(f_{\max} + f_{\min})} \quad (2 - 18)$$

La transición de onda guiada a onda radiada exige que en la bocina el frente de onda cambie a esférico, siendo así más óptima la radiación. Esto implica un error de fase en el plano de la abertura de la bocina en comparación con una onda plana ideal que debe ser tenido en cuenta con el factor de fase: $e^{-jk\delta(x)}$, siendo x la coordenada normalizada en la abertura.

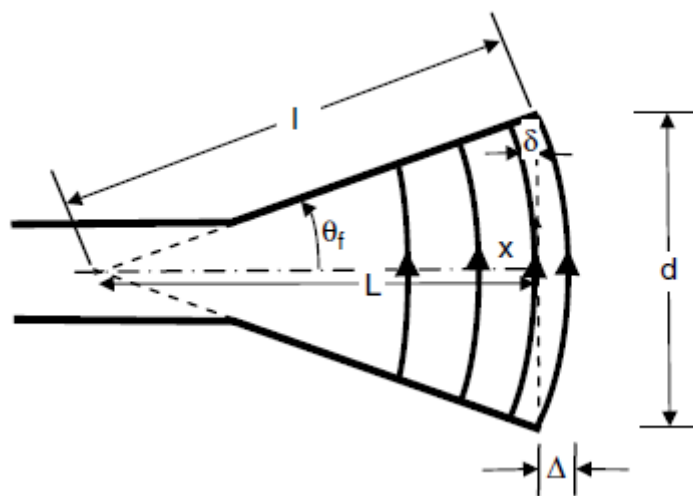


Figura 2.12. Error de fase en la abertura de la bocina. Reproducción de [JOH 07].



El error de fase entre el frente de onda y uno plano se puede calcular exactamente como:

$$\delta(x) = \sqrt{L^2 + x^2} - L; \quad 0 \leq |x| \leq \pm \frac{d}{2} \quad (2 - 19)$$

Donde L es la longitud axial de la bocina, x la variable normalizada de posición en la abertura y d , el ancho de la abertura. La máxima excursión de fase del frente de onda respecto del ideal plano es:

$$\Delta = \frac{1}{2} d \tan \frac{\theta_f}{2} \quad (2 - 20)$$

Donde d es la anchura de la abertura y θ_f el ángulo mitad de abocinamiento (o de abertura). Este error produce principalmente pérdidas en la directividad y en la ganancia de la antena y aumento de los lóbulos laterales. Relacionado con la curvatura del frente de fase, hay un concepto clave que es el centro de fases, esto es, el centro del que aparentemente emanan las ondas radiadas desde la abertura a una determinada distancia radial. El centro de fases puede ser calculado a partir del diagrama de radiación o medido variando el centro de la antena hasta dar con un perfil de fase lo suficientemente plano alrededor del haz principal. Este parámetro (d_{PC}) puede variar considerablemente con la frecuencia y está unívocamente relacionado con un corte en particular del diagrama de radiación ($\phi = \phi_i$) como se puede ver en la Figura 2.13. Puede calcularse analíticamente como:

$$kd_{PC}(\phi_i) = \frac{C_{10}C_{11} - C_{11}C_{00}}{C_{01}^2 - C_{02}C_{00}} \quad (2 - 21)$$

donde

$$C_{mn}(\phi_i) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \Phi(\theta, \phi_i)^m \cos^n \theta d\theta \quad (2 - 22)$$

Esta ecuación se calcula a partir de una comparación por mínimos cuadrados entre la función de fase de la bocina y la función de fase ideal en un rango de ángulos específico [JOH 07].

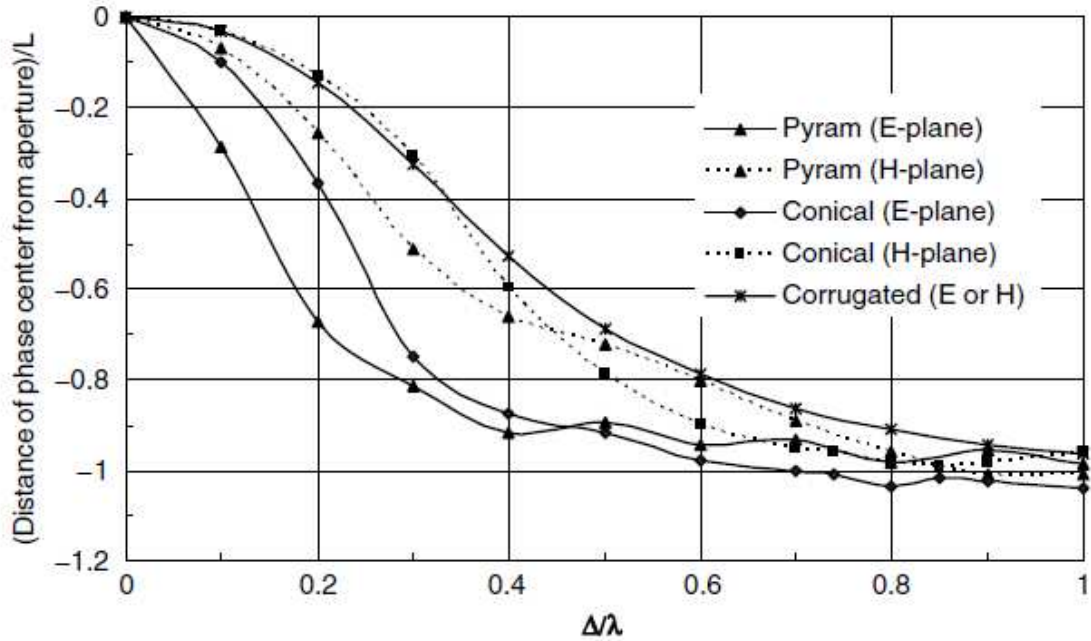


Figura 2.13. Centros de fase relativos a la abertura en los planos de distintas antenas en función de la máxima desviación del frente de onda por error de fase. Reproducción de [JOH 07].

El patrón de radiación de una antena cualquiera es un parámetro de campo lejano y hace referencia a la distribución de campos radiados en una esfera imaginaria que encierra a la antena con un radio muy grande.

$$P_r = \frac{|E|^2}{2\eta} \quad (2 - 23)$$

Donde $|E|$ es el módulo del vector de campo eléctrico y η la impedancia intrínseca del vacío. Así, el diagrama de radiación es la distribución de dicha potencia sobre la esfera de los campos lejanos. Para una antena de bocina, la potencia se irradia principalmente hacia el frente de la bocina y, tomando coordenadas esféricas, la información más interesante del diagrama es variable con el ángulo de elevación θ para un ángulo de azimut ϕ fijo. Como se ha indicado antes, el diagrama de radiación de una antena piramidal se puede derivar de los propios de dos antenas sectoriales, una Plano E y otra Plano H cada proyección con su correspondiente error de fase y dimensiones. El diagrama de radiación es una función “sinc” (resultante de la transformada de Fourier de la distribución de corrientes en la abertura) y en función del error de fase se rellenan los nulos y aumenta el nivel de los lóbulos laterales (ver Fig. 2.15).

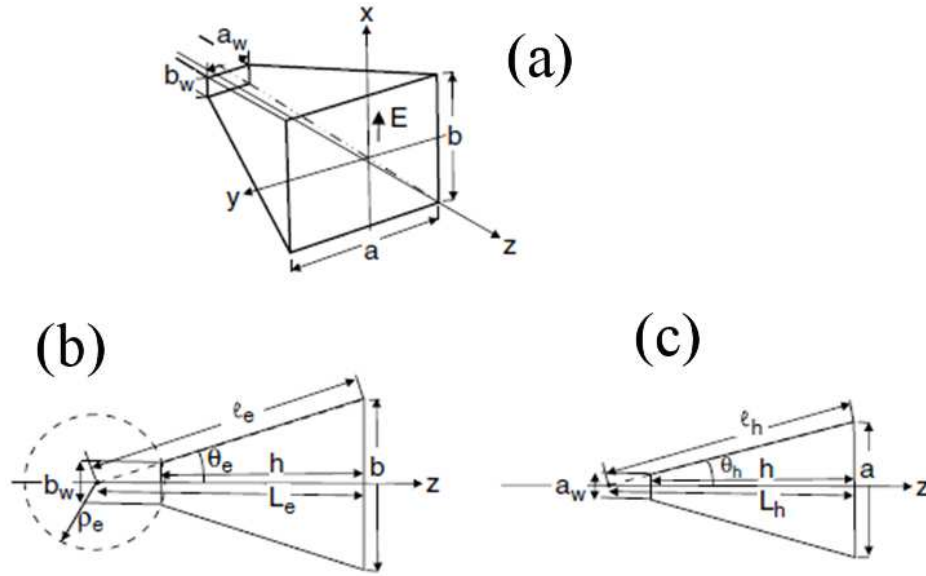


Figura 2.14. Perspectiva general de una antena rectangular (a), proyección plano-E (b) y proyección plano-H (c). Reproducción de [JOH 07].

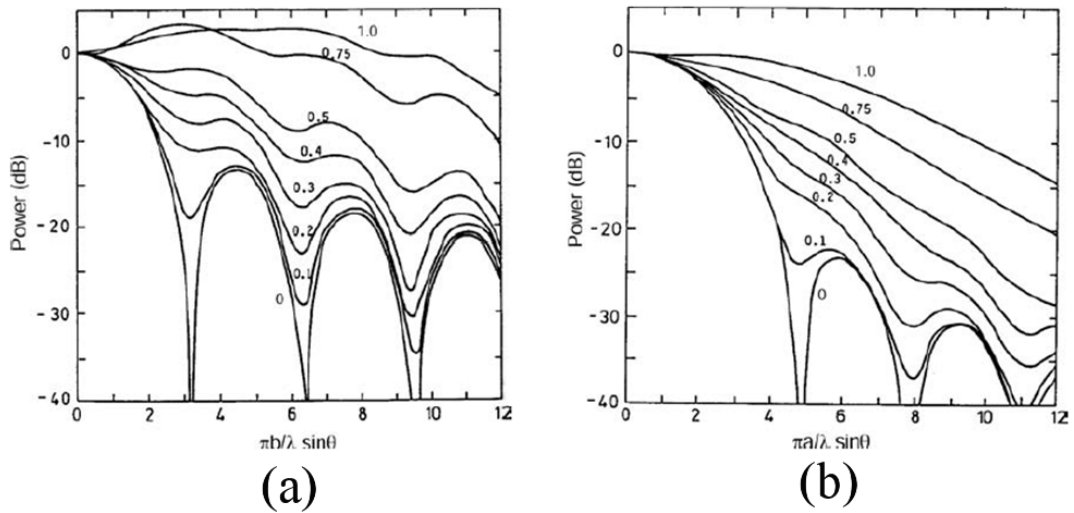


Figura 2.15. Patrones de radiación del corte plano-E (a) y plano-H (b) de una antena de bocina rectangular. El parámetro es el error de fase normalizado. Reproducción de [JOH 07].

La ganancia de una antena se relaciona con la directividad, esto es, la capacidad de la antena de concentrar la potencia radiada en una dirección particular, con la expresión:

$$G(\theta, \phi) = \eta_{rad} D(\theta, \phi) = \frac{\eta_{rad} S(\theta, \phi)}{P_{rad} / (4\pi r^2)} \quad (2 - 24)$$

Donde $D(\theta, \phi)$ es la directividad (en función de la dirección) o el ratio entre la densidad de potencia radiada y la propia de una antena isotrópica equivalente, y η_{rad} es la eficiencia de radiación. Si ésta es igual a la unidad (esto es, no hay



pérdidas), la ganancia de una antena es equivalente a su directividad en una determinada dirección.

Hay algunas distinciones importantes que hay que indicar: Se puede hablar de Ganancia Absoluta (“*Realized Gain*”) si se contempla en ella las pérdidas debidas a la reflexión, es decir, el factor $1/(1 - |\Gamma_{in}|)^2$, a diferencia del estándar proporcionado por el IEEE (Std. 145 -1993 §2.165) que no las incluye. A lo largo del proyecto se relacionará la ganancia de la antena con la definición de Ganancia Absoluta o “*Realized Gain*”. Otro parámetro útil es la eficiencia de apertura de la antena en una dirección determinada. Se define como el cociente entre la ganancia en esa dirección y la de una abertura ideal y uniformemente iluminada de área A :

$$\eta_{ap} = \frac{\lambda^2}{4\pi A} G(\theta_m, \phi_m) \quad (2 - 25)$$

En cuanto a la polarización, la radiación en el campo lejano se puede separar en dos componentes si suponemos polarización lineal: Copolar y Crosspolar. La componente Copolar es la principal en la dirección deseada de polarización y la Crosspolar es su ortogonal. La medición en antenas de bocina de ambas componentes consiste sencillamente en mantener la alineación, tanto de la antena a medir como de la antena receptora, para la copolar y rotar la antena en test 90° y medir del mismo modo el patrón crosspolar. Matemáticamente, con coordenadas esféricas, se expresan como:

$$\begin{bmatrix} E_{cp} \\ E_{xp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\phi - \phi_0) & \sin(\phi - \phi_0) \\ -\sin(\phi - \phi_0) & -\cos(\phi - \phi_0) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_\theta \\ E_\phi \end{bmatrix} \quad (2 - 26)$$

Donde E_{cp} y E_{xp} son las componentes de campo Copolar y Crosspolar respectivamente, ϕ la variable de posición azimutal en coordenadas esféricas, ϕ_0 una dirección de referencia y E_θ y E_ϕ las componentes de campo en la dirección cenital y azimutal, respectivamente.

Como se ha indicado antes, hay muchos tipos distintos de antenas de bocina no solo por el tipo de guíaonda que se abocina, sino también por presentar modificaciones en su perfil y/o por incluir algún tipo de elemento resonante, como presentan las antenas corrugadas que permiten la propagación de modos híbridos para mejorar sus propiedades de radiación. Así se consigue, por ejemplo, reducir el nivel de lóbulos laterales, reducir el nivel de polarización cruzada, aumentar la directividad o tener un diagrama más simétrico. Por otro lado, las lentes también pueden emplearse para alterar sus propiedades de radiación para una aplicación en concreto.



Capítulo 3

Estudio electromagnético de la estructura fishnet y de Lentes de Metamaterial con perfil

3.0. INTRODUCCIÓN

En este capítulo se analiza el comportamiento de la estructura *fishnet* o arrays de agujeros apilados (“*Stacked Hole Arrays*”, SHA), de la celda unidad que los compone y de lentes basadas en esta estructura usando para ello el simulador electromagnético CST Microwave StudioTM. Se presenta una ecuación de diseño de lentes con perfil parabólico y elíptico, para una distancia focal y frecuencia determinada, la cual también sirve (de manera inversa) para predecir el foco a una frecuencia para una lente determinada. El objetivo principal es analizar estructuras básicas y disponer de ellas para controlar sus parámetros y poder diseñar estructuras más complejas como la lente y la bocina juntas.

3.1. ANÁLISIS DE LA ESTRUCTURA *FISHNET*

3.1.1. Caracterización electromagnética básica

Se realizan en este apartado una serie de estudios para caracterizar la estructura *fishnet* desde el punto de vista electromagnético. El primer estudio consiste en analizar las reflexiones (es decir, el parámetro S_{11}) y la transmisión (el parámetro S_{21}) a través de los “*Stacked Hole Arrays*” (SHA), observar las frecuencias a las cuales ocurre la Transmisión Extraordinaria y el comportamiento zurdo de la estructura variando sus parámetros. El material dieléctrico empleado es aire y el material empleado para el diseño de la celda unidad es Aluminio. Se tomaron las siguientes dimensiones: Altura de la celda, $d_y = 5$ mm; anchura de la celda, $d_x = 3$ mm; grosor de la celda, $h = 0.5$ mm; diámetro de la abertura circular, $a = 2.5$ mm. La variable d_z es el periodo longitudinal (ver Fig. 3.1).

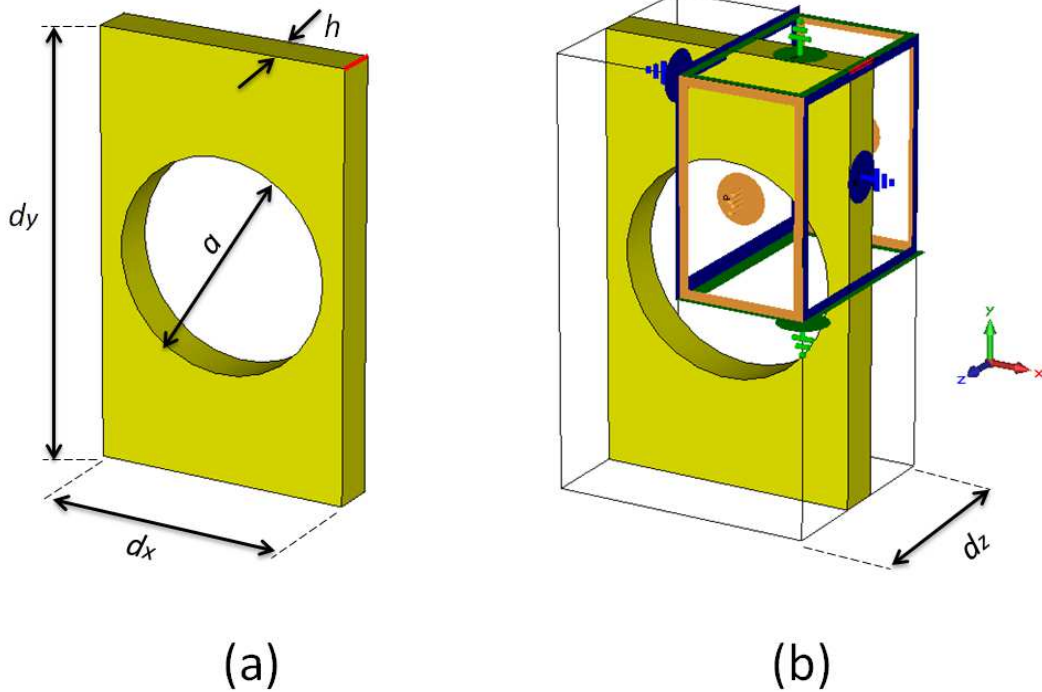


Figura 3.1. Esquema de la celda unidad con sus dimensiones (a) y condiciones de contorno para obtener el diagrama de dispersión en función de d_z (b).

En el pasado se han realizado muchos análisis de las propiedades de los SHAs variando sus dimensiones [BER 05], aunque es interesante reproducir aquí algunos de ellos. Por ejemplo, se obtuvo el diagrama de dispersión para apilamientos de infinitas celdas. Para ello, se empleó el Eigenmode solver de CST MWSTM, estableciendo como condiciones de contorno y de simetría: PEC en los planos superior e inferior (perpendiculares al eje y), Perfect Magnetic Conductor (PMC) en los planos laterales (perpendiculares al eje x) y periódico en el eje z . Con un barrido paramétrico de la fase de la onda incidente se obtuvo, para cuatro periodos longitudinales (d_z) distintos (1 mm, 1.25 mm, 1.5 mm y 2.5 mm), el diagrama de dispersión en función de la fase, $\beta = k \cdot d_z / 2\pi$ (ver Fig. 3.2).

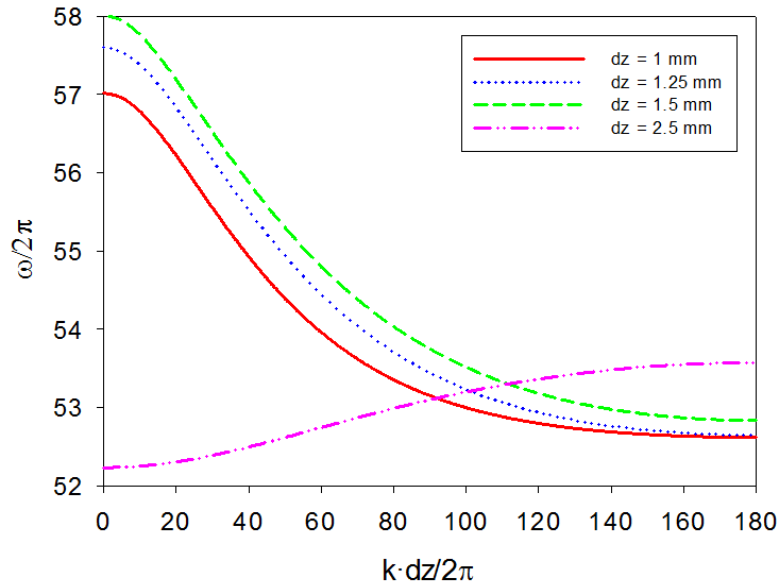


Figura 3.2. Diagramas de dispersión de la estructura en función de d_z .

Se obtienen unas curvas similares a las obtenidas en [BER 06], con lo que se comprueba una vez más el comportamiento LHM (de las siglas en inglés “*Left Handed Material*”) de la estructura a ciertas distancias de separación (ver Figura 3.2). La tendencia de las curvas en función de d_z indica que conforme la separación entre placas disminuye, el acoplo de campos reactivos entre las placas es mayor y hay comportamiento LHM, debido a resonancias de la TE. Con períodos cortos la estructura es LHM, mientras que para distancias de separación grandes (o períodos largos) es RHM (de las siglas en inglés “*Right Handed Material*”). Esto se observa mejor deduciendo el índice de refracción de la estructura con un sencillo cálculo matemático:

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} \quad (3 - 1)$$

$$n = \frac{c}{v_f} \quad (3 - 2)$$

Así pues, para los cuatro periodos longitudinales estudiados, el índice de refracción (n) en función de la frecuencia es:

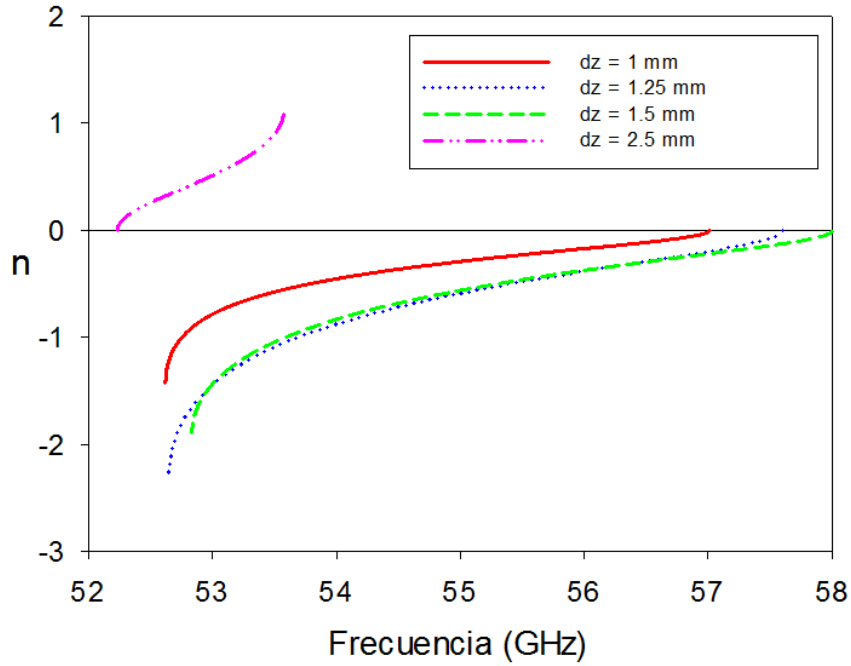


Figura 3.3. Índices de refracción de la estructura en función del periodo longitudinal (d_z).

El signo negativo de n para ciertos casos se deduce de la pendiente de la curva en los diagramas de dispersión (ver figura 3.2) para los que β es siempre positiva. Si la pendiente es negativa, se observa que la velocidad de grupo y de fase son antiparalelas (esto es, tienen sentido opuesto y por lo tanto signo opuesto). Dado que la velocidad de grupo no puede ser negativa, se deduce que sí lo es la de fase y así, a partir de la ecuación (3-2) se deduce el signo negativo de n . Se observa cómo a 57 GHz, 57.5 GHz y 58 GHz, para los casos en los que d_z es igual a 1, 1.25 y 1.5 mm, respectivamente, se tiene un índice igual a cero y para frecuencias menores la estructura tiene un comportamiento LHM. Existe un caso en el que el periodo es mayor ($d_z = 2.5$ mm) que en el resto y el acoplo de campos reactivos entre las placas se reduce. Por lo tanto, es claro que el parámetro d_z determina el régimen de operación LHM, RHM o ZIM (“Zero Index Material”) de los SHA (ver Fig. 3.3). No solo eso, también se sabe que el parámetro d_y (o d_x , en función de la polarización de la excitación usada) influye en el régimen [BER 13]. El comportamiento RHM, con los parámetros $d_y = 5$ mm y $d_z = 2.5$ mm ($d_z/d_y = 0.5$) en la banda de frecuencias considerada, se debe a las resonancias de tipo Fabry-Perot (o resonancias de cavidad) entre las placas, en vez de resonancias de TE.

El estudio anterior se hace para infinitas placas apiladas. Una aproximación mejor a una estructura real es hacerlo para un número finito de placas: Analizamos los parámetros S_{11} y S_{21} de los SHA con el caso más sencillo de apilamiento (2 capas) variando el periodo d_z .

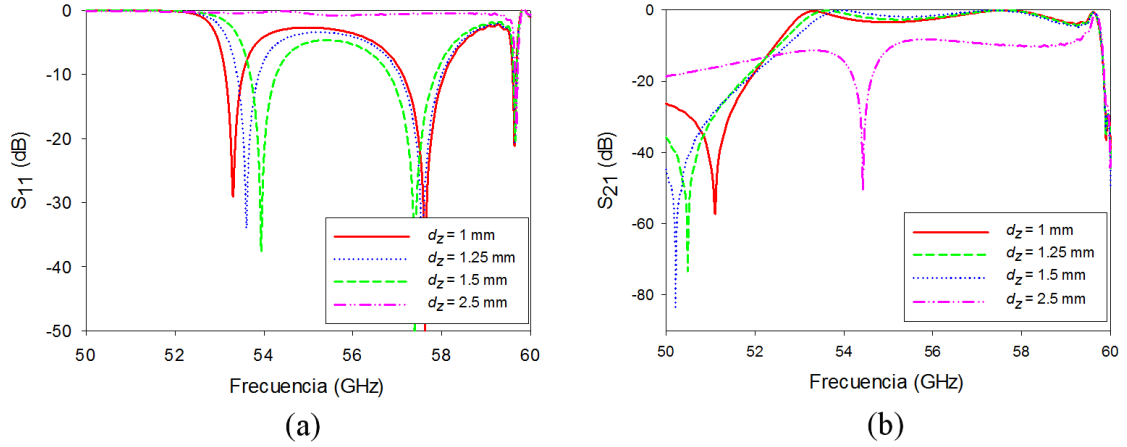


Figura 3.4. Magnitud del parámetro S_{11} (a) y del parámetro S_{21} (b) en función del periodo longitudinal (d_z).

Para cada caso, se observan tres resonancias (una por cada capa de aberturas resonantes y una tercera, próxima a los 60 GHz, relacionada con un modo de resonancia externa) que están acopladas: Variando la separación entre ambas, las resonancias se modifican (varía la capacitancia en serie del modelo de línea de transmisión inversa). La primera frecuencia de resonancia varía entre los 53 GHz y 54 GHz para cada caso, acentuándose ligeramente conforme aumenta d_z , mientras que la segunda frecuencia de resonancia, en torno a los 57.5 GHz, también varía pero en menor medida. Los picos de resonancia están más separados si la separación entre placas se reduce. La transmisión se reduce si d_z es muy grande ($d_z = 2.5$ mm), debido al desacoplo entre campos eléctricos reactivos entre las placas.

El grosor del metal (h) tiene un impacto directo en la transmisión cuando éste se hace relativamente grueso (ver Figura 3.5), ya que se atenúan más los campos evanescentes en el interior de la abertura circular, como se indicaba en [EBB 97]:

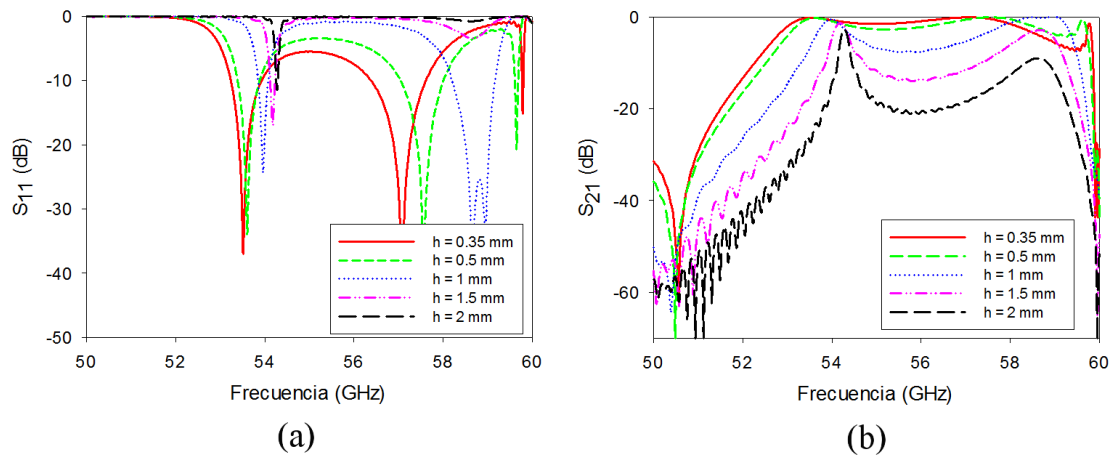


Figura 3.5. Magnitud del parámetro S_{11} (a) y del parámetro S_{21} (b) en función del grosor de la celda (h) con $d_z = 1.25$ mm.

Una manera directa y sencilla de demostrar que la estructura opera como un medio con índice negativo es a través de un prisma, observando el frente de la onda refractada. Este es el estudio que se propone a continuación.

3.1.2. Prisma basado en la estructura *fishnet*

Comprobamos el comportamiento LHM para un apilamiento finito con un prisma de 22 capas, construido a partir de SHAs:

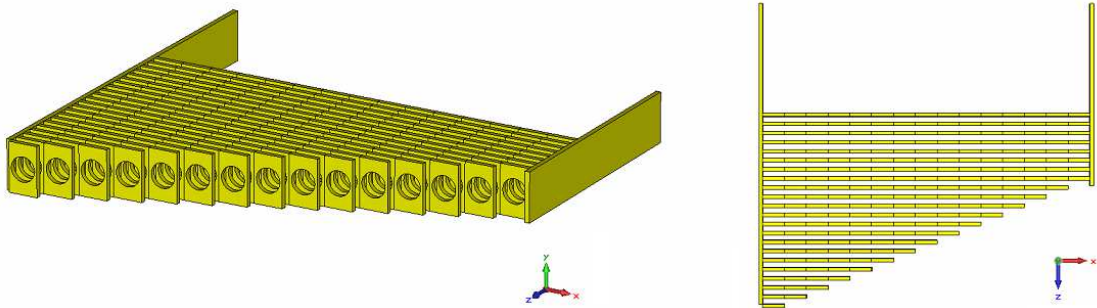


Figura 3.6. Esquemático del prisma basado en la estructura *fishnet*.

Considerando $d_z = 1.25$ mm tenemos buena adaptación en torno a 53.5 GHz y 57.5 GHz, correspondiéndose con los casos de $n = -1$ y $n = 0$ (ver Fig. 3.3), respectivamente, como puede verse en la figura 3.7.

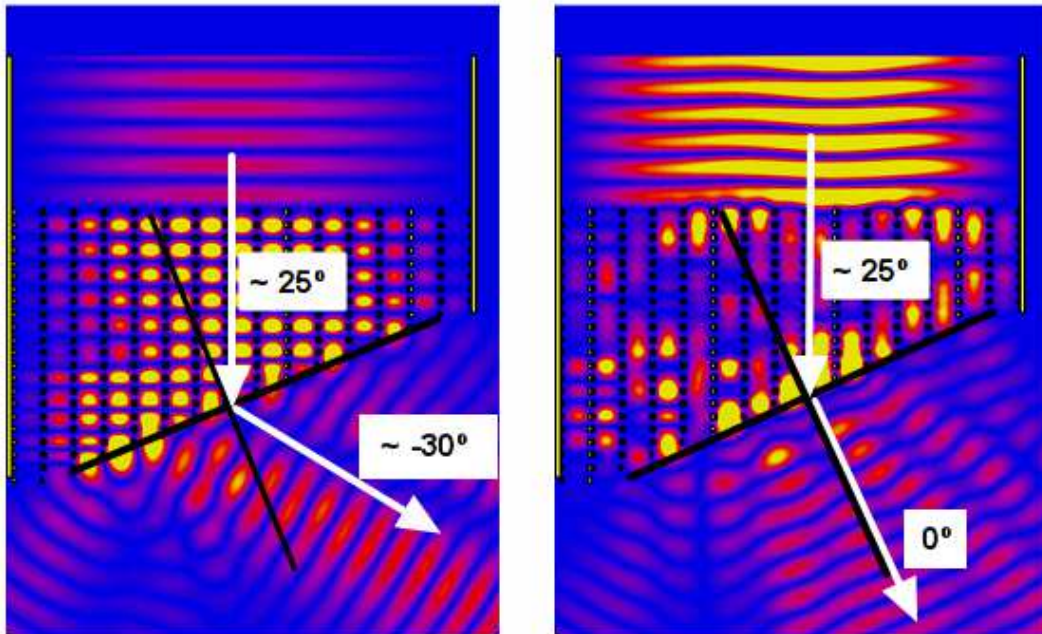


Figura 3.7. Patrón de campo a 53.5 GHz demostrando un índice de refracción negativo en el prisma (izquierda) y próximo a cero a 57.5 GHz (derecha). Los ángulos medidos son respecto a la normal (línea negra perpendicular al perfil del prisma).

Gracias al prisma se observa que tenemos refracción negativa a 53.5 GHz y observando el ángulo de refracción, se comprueba que la estructura tiene un índice de refracción $n = -1$. A 57.5 GHz el ángulo de salida es prácticamente cero, es decir, el índice de refracción es próximo a cero. Se ve, además, que las pérdidas por reflexión son mayores. En el tercer caso, en torno a los 60 GHz ocurre la Anomalia de Wood, una reflexión total y que indica el comienzo de una banda prohibida. Los SHA puedan guiar modos TE_{11} a partir de 72 GHz, que es la frecuencia de corte de los agujeros para dicho modo, y en este caso, por ejemplo, presentan un comportamiento RHM (ver Fig. 3.8).

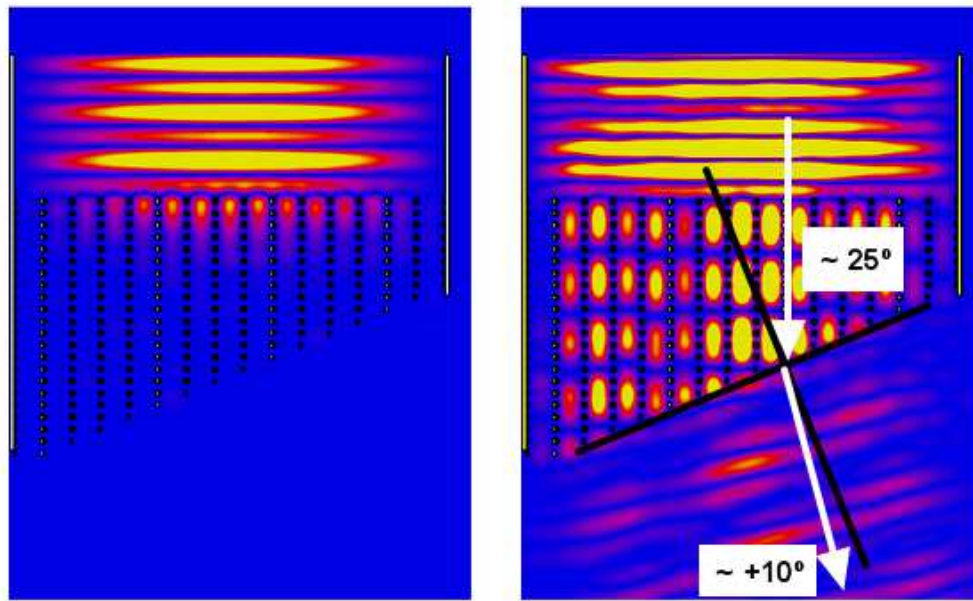


Figura 3.8. Patrón de campo a 60 GHz, mostrando la Anomalia de Wood (izquierda) y a 72 GHz mostrando el comportamiento RHM del prisma (derecha).

Una vez analizadas las propiedades electromagnéticas básicas de la estructura *fishnet*, se procedió a estudiar varios casos de lentes con distintos perfiles basadas en esta estructura.

3.2. LENTES DE METAMATERIAL PERFILADAS

Se presenta en este apartado la teoría general de la óptica aplicada al estudio de los perfiles de lentes y el desarrollo de ecuaciones que definen dichos perfiles. A continuación, basándose en la estructura *fishnet*, se diseñaron y analizaron dos tipos de lentes con perfil: Parabólica y elíptica. Las lentes elípticas se diseñaron tanto con un material homogéneo como con la estructura *fishnet* dando lugar a un perfil escalonado. La lente parabólica sólo se estudia con el material homogéneo, como una comprobación más (al igual que con prisma) de las propiedades dispersivas de los SHA. El material homogéneo empleado en CST Microwave StudioTM consiste en un bloque compacto que se ha caracterizado con los parámetros de dispersión de

la estructura *fishnet* por medio de un ajuste a los valores tabulados de ε_r y μ_r en un rango de frecuencias. El material se diseñó para presentar adaptación perfecta de impedancias ($\varepsilon_r = \mu_r$) y no tener prácticamente pérdidas ($\varepsilon_r'' = \mu_r'' = 10^{-7}$).

El perfil obtenido de esta manera se ajusta perfectamente a la curva deseada (parabólica o elíptica). Se trata de un modelo básico, que no tiene en cuenta el perfil escalonado (se puede diseñar también con perfil escalonado, pero no se tuvo en cuenta) ni la anisotropía de la estructura *fishnet*.

3.2.1. Teoría General: Principio de Fermat e igualdad de caminos ópticos

En la figura 2.7 se representaba el trazado de rayos en una lente, y a partir de él se calculaba la ecuación del perfil gracias al concepto de camino óptico. Un camino óptico es la distancia recorrida L , a la velocidad de la luz, en el tiempo t empleado por una onda electromagnética para recorrer la distancia l en un medio con índice de refracción n :

$$L = nl \quad (3 - 3)$$

La diferencia entre los caminos ópticos de dos rayos es lo que produce fenómenos como la difracción o la interferencia. El camino óptico permite determinar la trayectoria de un rayo de luz gracias al Principio de Fermat, que establece que un rayo sigue una trayectoria cuyo camino óptico minimice el tiempo total de propagación. A partir de la igualdad de caminos ópticos y de un sencillo análisis geométrico, se deduce la expresión general del perfil de la lente, que funciona de interfaz entre dos medios, en coordenadas polares. Se asume como fuente isotrópica el punto O , de tal manera que:

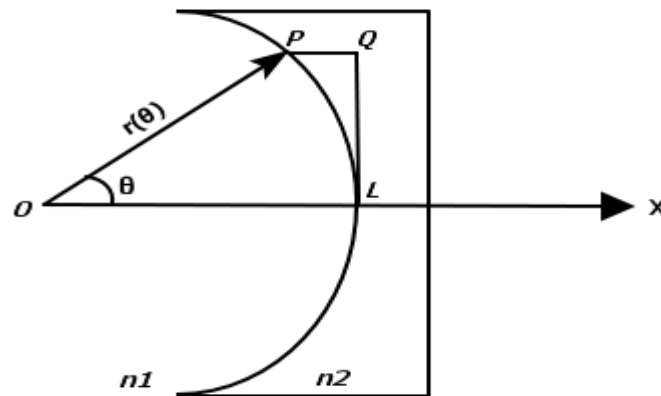


Figura 3.9. Esquemático del perfil de una lente y de la igualdad de caminos ópticos

$$n_1 \overline{OP} + n_2 \overline{PQ} = n_1 \overline{OL} \quad (3 - 4)$$



De donde se deduce,

$$r(\theta) = f \frac{n_1 - n_2}{n_1 - n_2 \cos(\theta)} \quad (3 - 5)$$

Donde $f = \overline{OL}$ es la distancia focal de la lente y por lo tanto $f = r(0)$.

A continuación, se aplica la teoría al diseño de dos tipos de lentes, parabólica y elíptica, con índices de refracción n_2 negativos ($n_2 < 0$), lo cual implica un perfil cóncavo.

3.2.2. Diseño y análisis de una lente homogénea con perfil parabólico.

Para el caso $n_1 = -n_2 = 1$ (siendo el primer medio el aire o el vacío), la ecuación (3 - 5) queda:

$$r(\theta) = \frac{2f}{1 + \cos(\theta)} \quad (3 - 6)$$

Que es la ecuación en coordenadas polares de una parábola con distancia focal f . Una lente basada en SHA con perfil parabólico debería concentrar la energía a esa distancia de la lente (en el foco de la parábola) a la frecuencia a la cual el índice de refracción es igual a -1. Se comprobó esta propiedad a partir del diagrama de dispersión de los SHA con $d_z = 1.25$ mm que presenta $n = -1$ en torno a los 53.8 GHz (ver Fig. 3.3). Se diseñó y simuló una lente parabólica homogénea con CST MWSTM, con una distancia focal de 9 mm, $d_z = 1.25$ mm y altura infinita debido a las condiciones electromagnéticas de contorno: PEC en los planos superior e inferior (los perpendiculares al eje y).

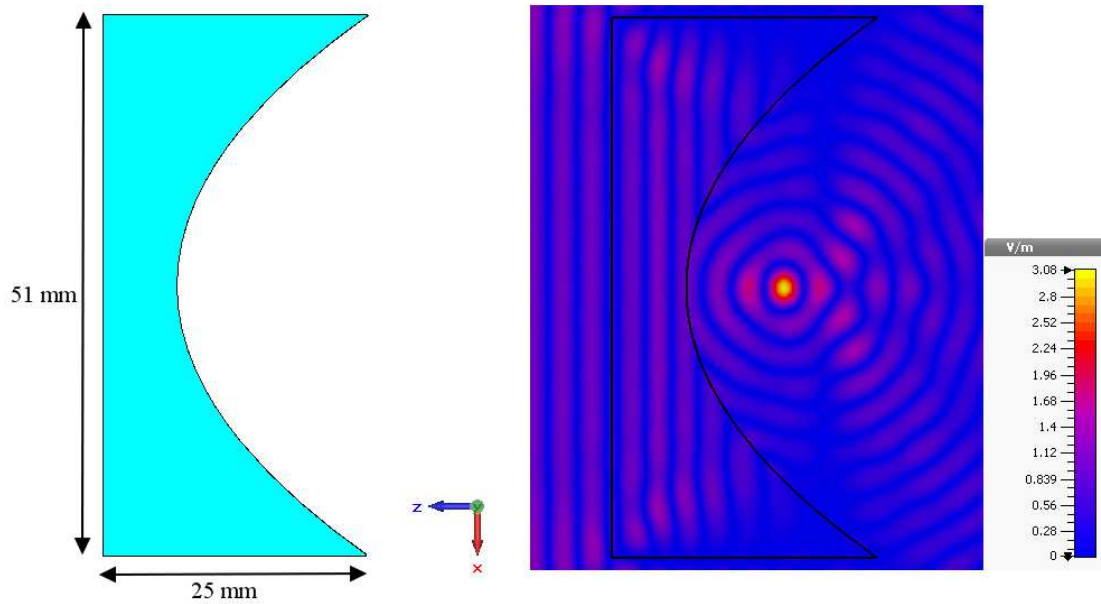


Figura 3.10. Esquema de la lente homogénea con perfil parabólico con sus dimensiones (izquierda) y distribución de la intensidad de campo eléctrico ($|E|$) a 53.8 GHz mostrando un foco a 9.47 mm de la lente.

Con una onda plana incidente en el perfil plano de la lente y con polarización lineal paralela al eje y , se registró la intensidad de campo eléctrico a la frecuencia de diseño: 53.8 GHz. La distribución en el eje de la parábola (es decir, el eje z , siendo $z = 0$ el vértice de la parábola) se puede observar en la figura 3.11. La simulación con CST MWSTM muestra una concentración de energía a 9.47 mm de la lente, esto es, a 0.47 mm de la posición del foco de la parábola donde se esperaba dicha concentración. Así pues, el error es de aproximadamente del $0.08\lambda_0$ (es decir, un error del 0.049%) y se puede considerar que en efecto la lente homogénea concentra eficientemente energía en el foco de la parábola.

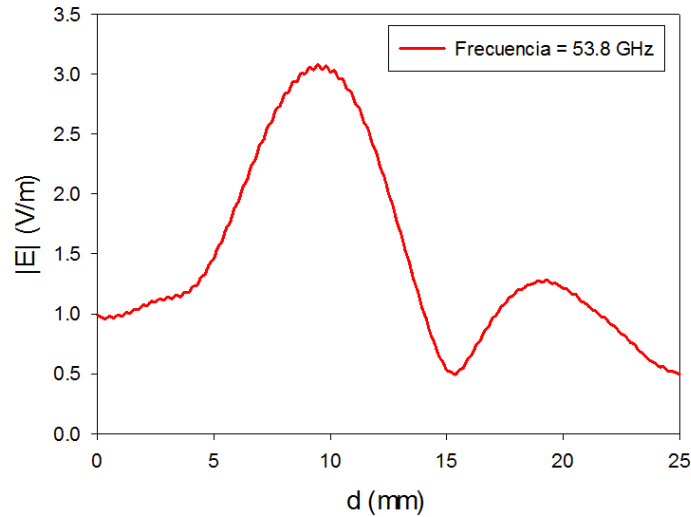


Figura 3.11. Distribución en el eje z de la intensidad de campo eléctrico a 53.8 GHz para la lente homogénea

Las lentes parabólicas basadas en la estructura *fishnet* han sido exhaustivamente estudiadas en el pasado [NAV 09]. Aun así, se suele preferir fabricar lentes con perfiles elípticos para trabajar a frecuencias donde la estructura *fishnet* tiene un comportamiento más estable y menor aberración cromática [PAC 13]. El siguiente estudio consiste en el análisis de las lentes con perfil elíptico.

3.2.2. Diseño y análisis de lentes con perfil elíptico.

A partir del Principio de Fermat y la igualdad de caminos ópticos, se diseñó una lente con perfil elíptico. Se obtiene este perfil específico para la lente si su índice de refracción está comprendido entre -1 y 0 (o entre 0 y 1, pero en este caso el perfil sería convexo). La elipse tiene como ecuación en coordenadas polares, centrada en un foco:

$$r(\theta) = \frac{b(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta} \quad (3 - 7)$$

con $e = \sqrt{1 - \frac{a^2}{b^2}}$ la excentricidad de la elipse, a y b los semiejes menor y mayor respectivamente. A partir de la relación entre excentricidad y distancia focal de la elipse, $e = F/b$, y sustituyéndola en la expresión de la excentricidad, una ecuación para el diseño del perfil elíptico que incluye la distancia focal de la elipse es:

$$F = \sqrt{b^2 - a^2} \quad (3 - 8)$$

La ecuación del perfil general de una lente para $n_1 = 1$ (el aire o el vacío) y n_2 negativo ($n_2 = -|n|$) es:



$$r(\theta) = f \frac{1 + |n|}{1 + |n|\cos\theta} \quad (3 - 9)$$

Donde f es, en este caso, la distancia del foco de la elipse al vértice de la elipse más próximo, es decir, la distancia focal de la lente (ver Fig. 3.16) y no la distancia desde el foco de la elipse a su origen (F). Podemos igualar las ecuaciones (3 - 7) y (3 - 9) y se obtiene:

$$f = b \frac{1 + |n|\cos\theta}{1 + e \cos\theta} \frac{1 - e^2}{1 + |n|} \quad (3 - 10)$$

Dando lugar a una ecuación que relaciona las dimensiones del perfil de la lente con su índice de refracción (es decir, con sus propiedades dispersivas). Para simplificar los cálculos, se particulariza para el caso en el que $|n| = e = \sqrt{1 - \frac{a^2}{b^2}}$. Sustituyendo en (3 - 10) tenemos que se cumple:

$$b(1 - e^2) = f(1 + |n|) \quad (3 - 11)$$

Simplificando, la distancia focal de la lente es:

$$f = b(1 - |n|) \quad (3 - 12)$$

También es de interés deducir la distancia del foco al centro de la elipse, es decir: $F = b - f$. Sustituyendo (3 - 12) en esta última expresión se obtiene:

$$F = b - b(1 - |n|) = b|n| = be \quad (3 - 13)$$

Que resulta en la conocida relación entre excentricidad y distancia focal. Tomando, por ejemplo, $a = 34.5$ mm y $b = 55.15$ mm, la excentricidad (que se fuerza igual al módulo del índice de refracción, algo que se cumplirá para una frecuencia específica) será de 0.78 y así F será 43.02 mm. Una lente con las propiedades de dispersión de los SHA con $d_z = 1.25$ mm debería concentrar la energía en ese foco a la frecuencia a la cual el índice de refracción vale -0.78 (según el diagrama de dispersión de los SHA, a 54.3 GHz), es decir, a $f = 12.13$ mm de la lente. Se diseñó una lente de material homogéneo con las características de dispersión del modelo de los SHA con 1.25 mm de periodo longitudinal y las dimensiones especificadas. La excitación consistió en una onda plana, incidente en la cara plana de la lente (con sentido $-\hat{z}$), con polarización lineal en el eje y y condiciones de contorno PEC ($E_t = 0$) en dicho eje y abiertas en el resto.

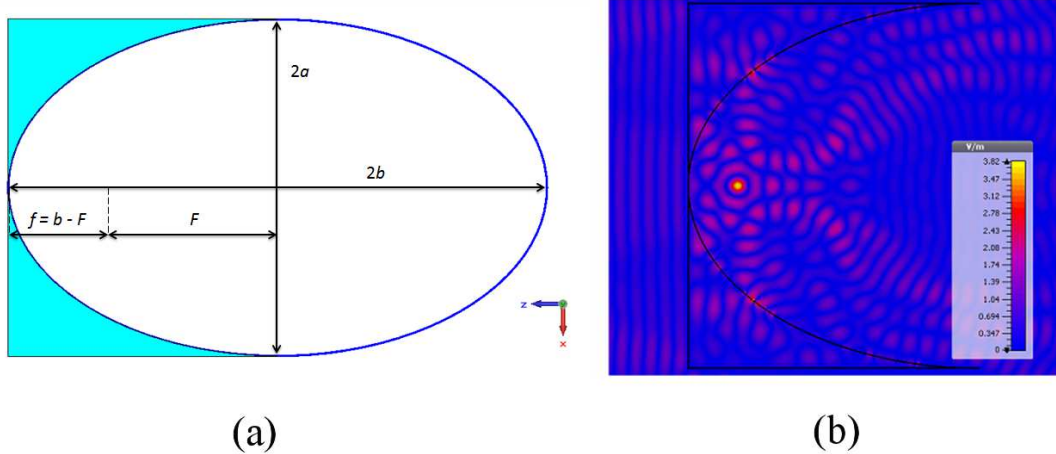


Figura 3.12. Esquema de la lente homogénea con perfil elíptico con la curva elíptica como referencia (izquierda) y foco formado a 11.24 mm de la lente a 54.3 GHz.

Según la simulación, a 54.3 GHz el foco está a 11.24 mm de la lente (a 0.89 mm de la posición predicha), luego existe un error de aproximadamente $0.16 \lambda_0$ (un error del 7.33%) comparando con la condición de diseño. La simulación muestra que es a 54.4 GHz, cuando se forma un foco a la distancia predicha por la ecuación (3 - 12), es decir, a 0.1 GHz de diferencia de la frecuencia de diseño:

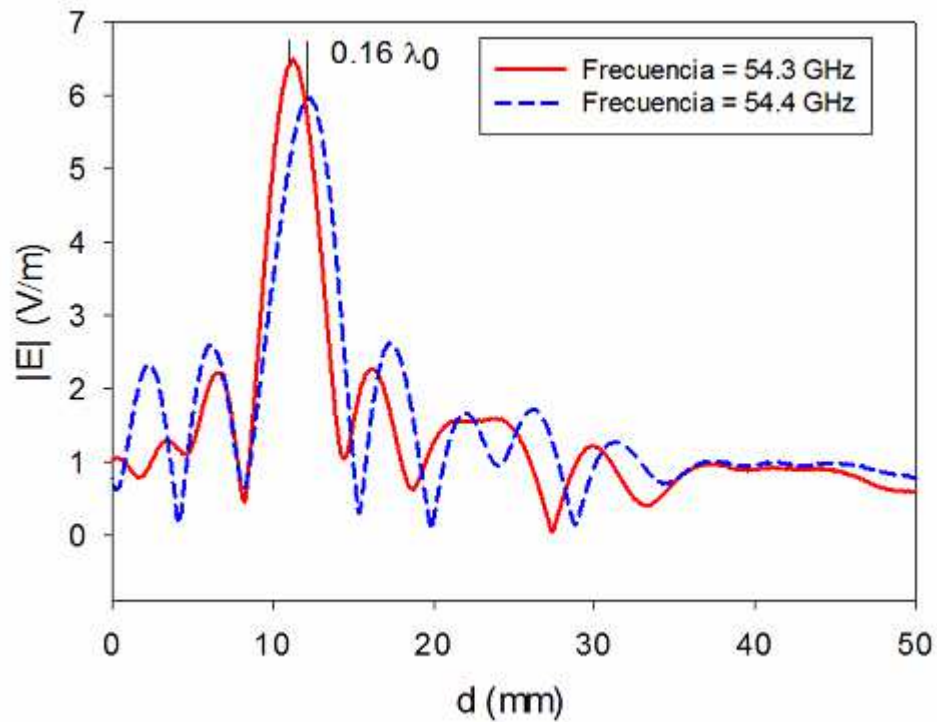


Figura 3.13. Distribución sobre el eje z de la intensidad de campo eléctrico. Se observan focos de la lente a 54.3 GHz y 54.4 GHz.

Así pues, se puede considerar la ecuación (3 - 12) como un modelo válido para calcular la posición del foco de una lente homogénea con perfil elíptico. La

ecuación se puede aplicar a la inversa para diseñar lentes de perfil elíptico: Conocidas las características de dispersión del material de la lente y dada una distancia de foco determinada, sus dimensiones (o lo que es lo mismo, los semiejes de la elipse) se pueden calcular a partir de la excentricidad de la elipse (igualada al índice de refracción), que queda fijada para la frecuencia de diseño. Se aplicó la ecuación de diseño para la predicción de focos de una lente basada en SHA y más realista. Las dimensiones de la lente diseñada son las mismas: $a = 34.5$ mm, $b = 55.15$ mm, $d_z = 1.25$ mm y $d_y = 5$ mm, tomadas así desde un principio para poder fabricarla a partir de la celda unidad:

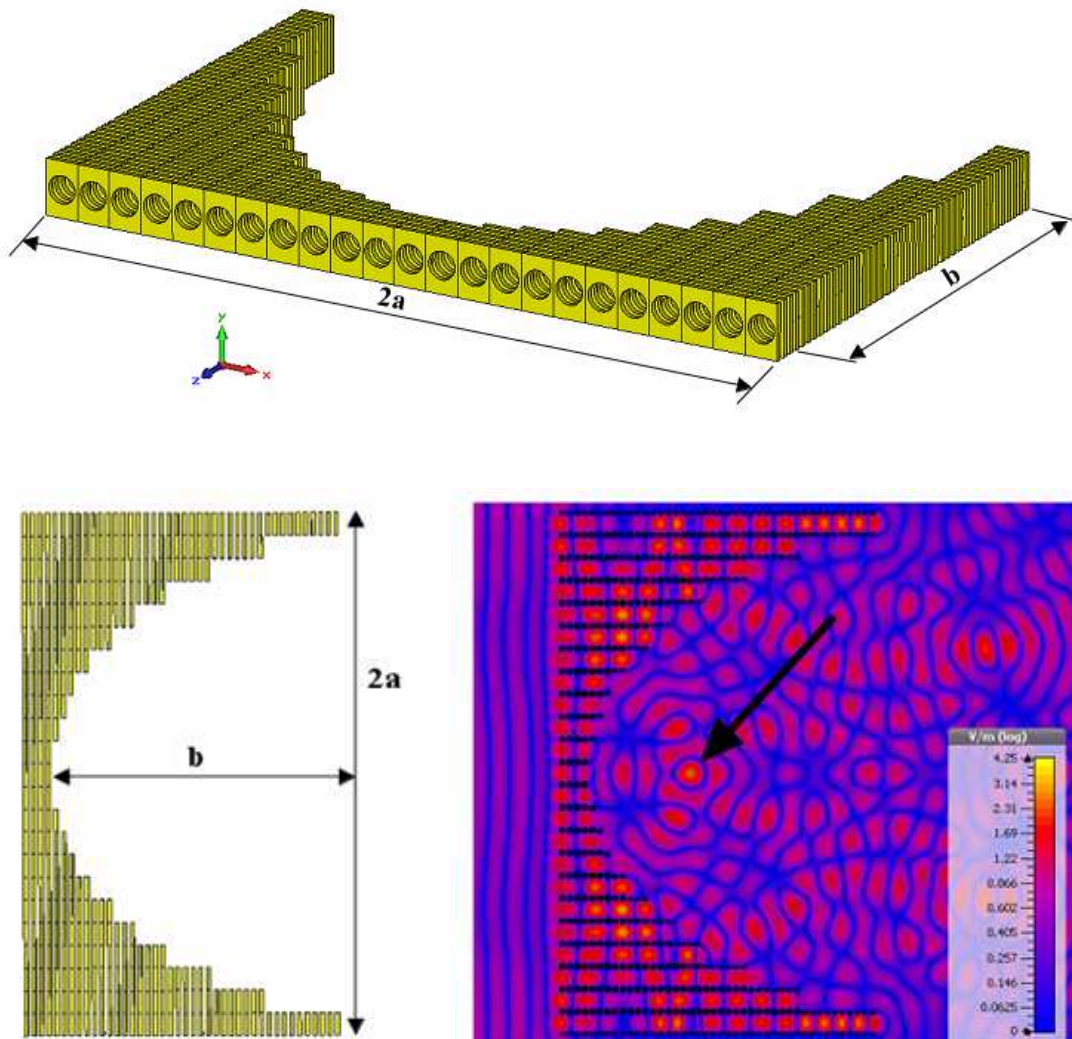


Figura 3.14. Esquemático de la lente con perfil elíptico basada en SHA mostrando un foco a 54.3 GHz.

A partir de (3 - 8) se calcula la distancia focal de la elipse: $F = 43.02$ mm. Aplicando (3 - 12), se calcula un foco a $f = 12.13$ mm de la lente a la frecuencia a la que $|n| = \varepsilon = 0.78$, que, a partir del diagrama de dispersión de los SHA con $d_z = 1.25$ mm (ver Fig. 3.3), se espera en torno a los 54.3 GHz. A esa frecuencia, los

resultados obtenidos de CST MWSTM indican un foco a 13.43 mm de la lente (ver Fig. 3.15), mostrando un error con respecto al condición de diseño de aproximadamente $0.23 \lambda_0$ (un error del 10.71%). Por lo tanto, el modelo también se considera correcto con una lente elíptica basada en SHA con un perfil escalonado. El resto de picos de magnitud de campo eléctrico que se registran se debe al desajuste del perfil escalonado a la curva de una elipse cuando se aproxima a los extremos de la lente. Éstos se deberían de reducir si el ancho de la lente fuese menor que $2 \cdot a$, es decir, si se tomase una sección menor de la curva elíptica como perfil de la lente.

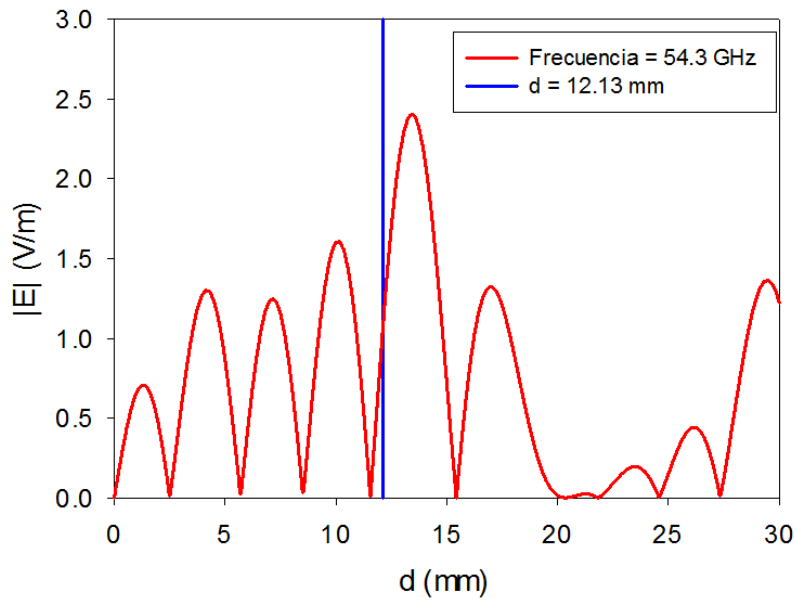


Figura 3.15. Distribución sobre el eje z de la intensidad de campo eléctrico. Se observa el foco de la lente elíptica escalonada a 54.3 GHz. Se muestra la posición del foco teórico a 12.13 mm (línea vertical azul).

Por último, se muestra una comparación entre las magnitudes de campo eléctrico registradas para la lente homogénea y la diseñada a partir de los SHA en un instante dado a 54.3 GHz. (ver Fig. 3.16).

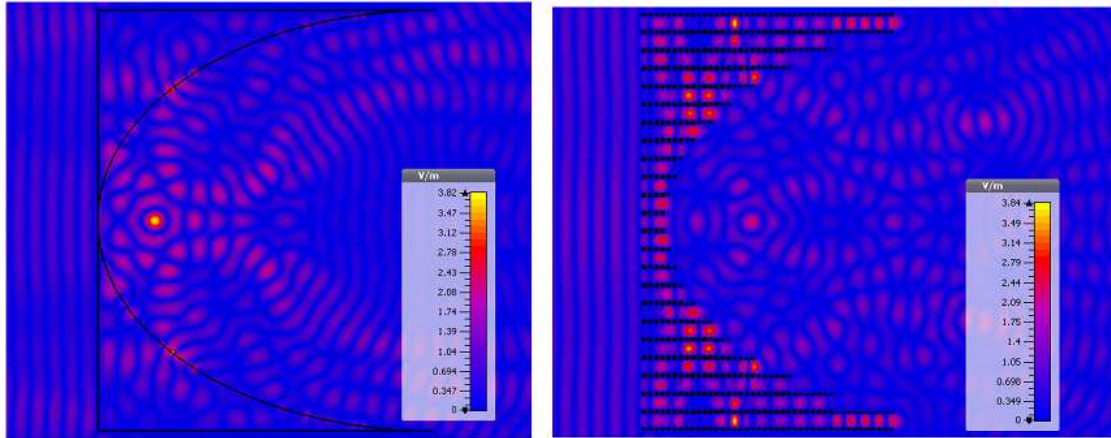


Figura 3.16. Magnitudes de campo eléctrico a 54.3 GHz para la lente homogénea (izquierda) y la basada en SHA (derecha), se aprecian los focos a 11.24 mm y 13.43 mm de distancia para los respectivos casos.

A continuación, se muestra otra lente con perfil elíptico, diseñada con los parámetros: $f = 9$ mm y $d_z = 1$ mm, lo que implica unas dimensiones, $a = 15.6$ mm, $b = 18$ mm y $e = 0.5$. Estos parámetros implican, según la ecuación (3 - 12), la formación de un foco a dicha distancia focal en torno a los 53.8 GHz.

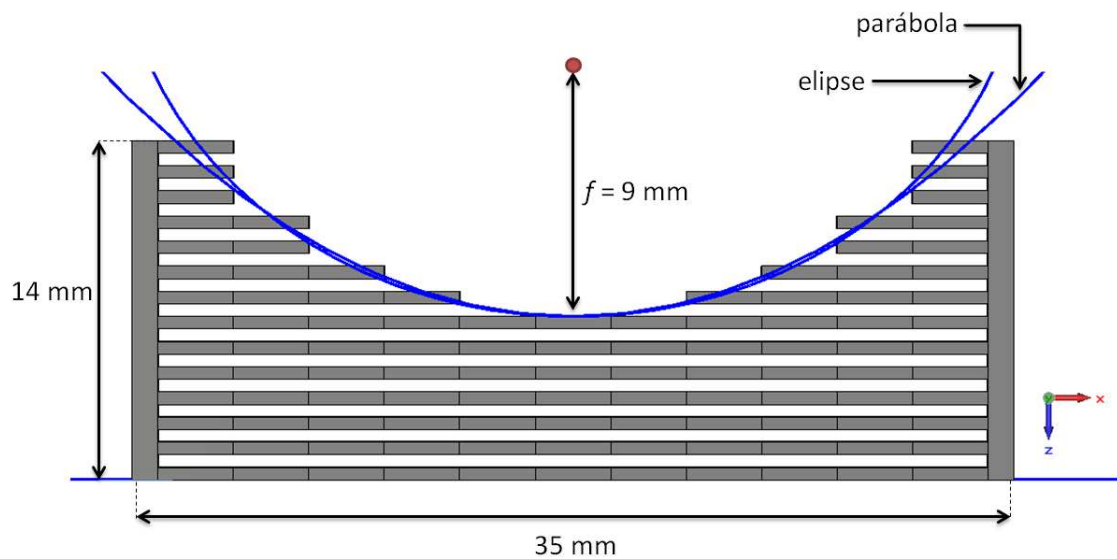


Figura 3.17. Lente con perfil elíptico escalonado basada en SHA y su ajuste a las curvas ideales (curvas continuas azules) con sus dimensiones.

De igual manera que con el resto de lentes, se incidió con una onda plana en el perfil plano de la lente y se registró la intensidad de campo eléctrico a la frecuencia de diseño a lo largo del eje z (ver Fig. 3.18).

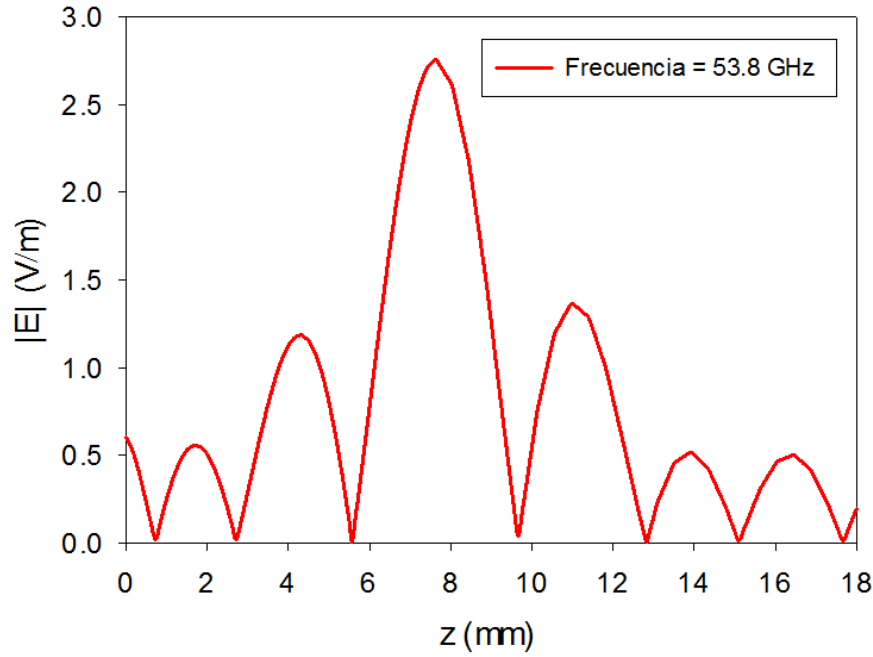


Figura 3.18. Distribución en el eje z de la intensidad de campo eléctrico a 53.8 GHz para la lente escalonada.

A la frecuencia de diseño (53.8 GHz) se observa un foco a 7.3 mm de la lente, es decir, a 1.7 mm del foco de la elipse, presentando un error de aproximadamente $0.3 \lambda_0$ (error del 18.9%). La distribución de campo a 53.8 GHz demuestra la formación de un foco (ver Fig. 3.19).

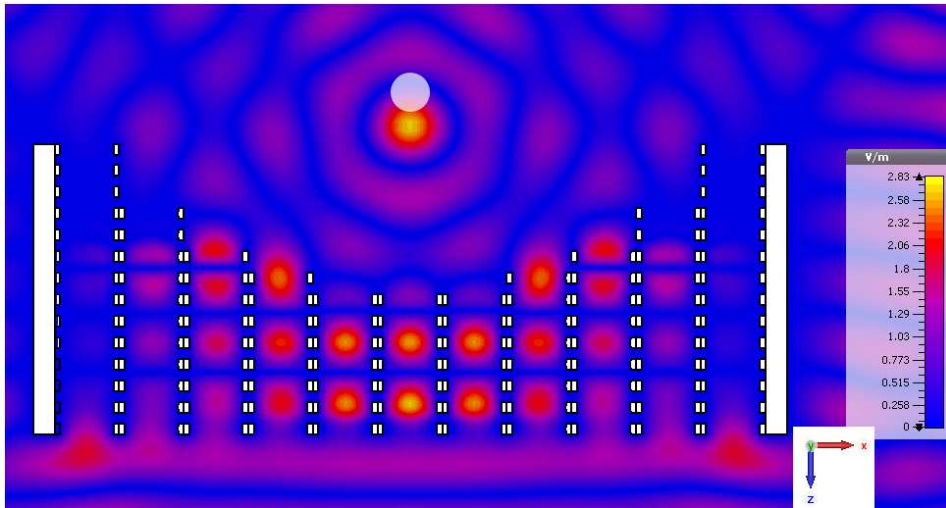


Figura 3.19. Patrón de la magnitud de campo eléctrico E_y a 53.8 GHz mostrando un foco a 7.3 mm de la lente (vista superior) y el foco teórico a 9 mm de la lente (círculo gris).

De manera inversa, se colocó un dipolo en el punto focal ($z = 9$ mm) para comprobar la corrección de la lente del frente de fase para obtener un frente plano a la salida, a 53.8GHz (ver Fig. 3.20).

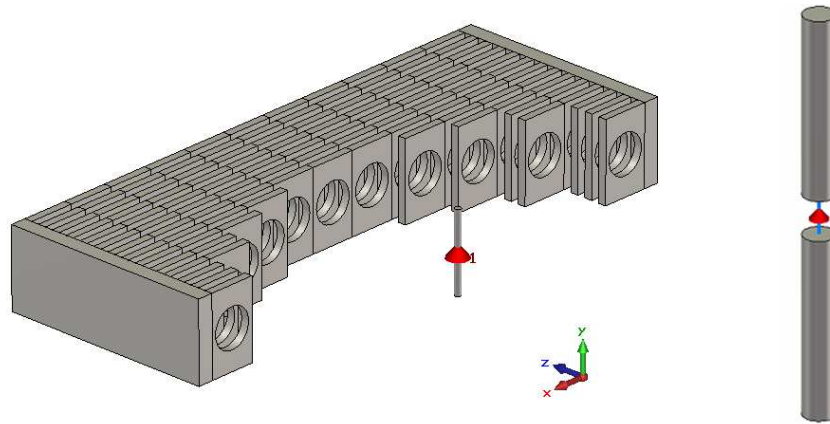


Figura 3.20. Esquemático del dipolo empleado (derecha) y situado en el foco de la elipse (izquierda).

Se registraron las distribuciones de campo a cuatro frecuencias distintas, la de diseño (53.8 GHz) y otras tres próximas (con 0.1 GHz de separación): 53.5 GHz, 53.6 GHz y 53.7 GHz. Las distribuciones de campo eléctrico se pueden observar en la figura (3.21).

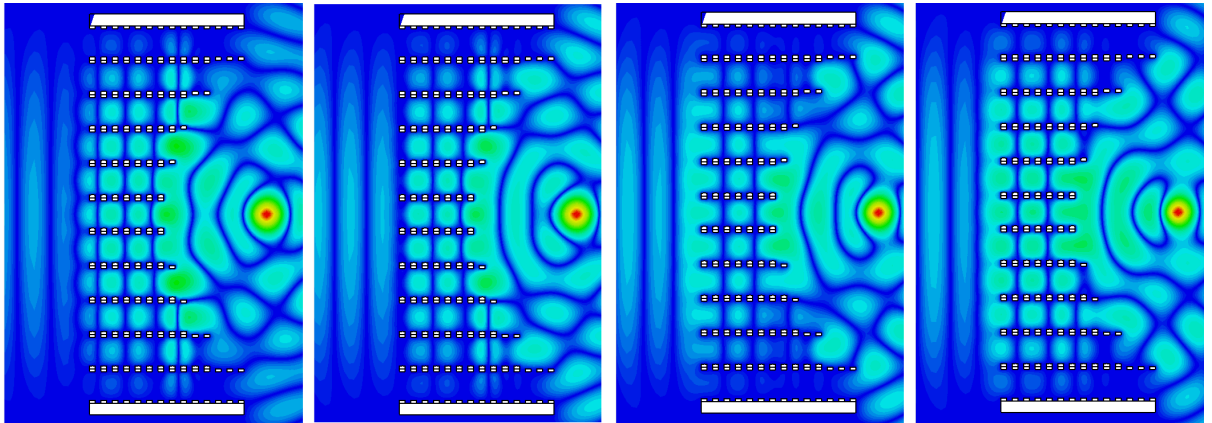


Figura 3.21. De izquierda a derecha, patrones de campo eléctrico con el dipolo como fuente de excitación a 53.5 GHz, 53.6 GHz, 53.7 GHz y 53.8 GHz.

Se observa que el frente de onda a la salida se ajusta a un frente de onda plano demostrando así que la lente con perfil elíptico corrige un frente de onda generado por una fuente aproximadamente puntual situada en el foco. Se simuló la distribución de fase del campo eléctrico en una línea recta (de longitud $L = 53$ mm) paralela al perfil plano y situada a 3 mm de éste, para verificar la corrección de fase de la lente en función de la frecuencia.

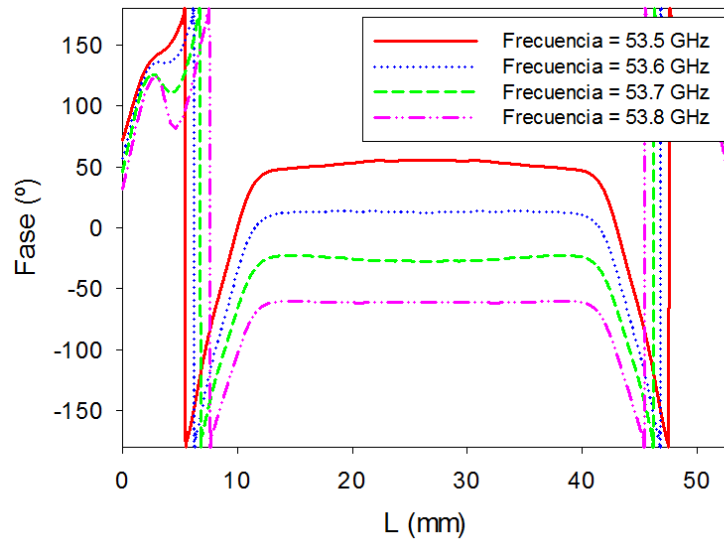


Figura 3.22. Distribución de fase a lo largo del perfil plano de la lente a distintas frecuencias.

Se observa que, efectivamente, el frente de onda de salida se ajusta a uno plano a la frecuencia de diseño (53.8 GHz). Del mismo modo, se observa un correcto ajuste a todas las frecuencias consideradas (ver Fig. 3.22). Es importante destacar, que para ciertas configuraciones, un perfil escalonado puede ajustarse a curvas de distintas cónicas por la semejanza entre ellas (ver Fig. 3.17). Esto sugiere que, bajo ciertas condiciones, no es necesario un perfil escalonado específico para una lente basada en *fishnet*, lo que abre la posibilidad de diseños más simples y eficientes como se demostrará en el capítulo 4.



Capítulo 4

Estudio del acoplamiento de una lente de metamaterial a una antena de bocina

4.0. INTRODUCCIÓN

En este capítulo central del proyecto se realizan varios análisis sobre el acoplo de una lente de metamaterial basada en la estructura *fishnet* a una antena de bocina. En el apartado (4.1) se estudia el acoplamiento de una lente homogénea para obtener una primera idea de las consecuencias de acoplar dicha lente así como para determinar cómo influye el perfil parabólico (con distintas distancias focales) en la ganancia de la antena. En el siguiente apartado (4.2) se estudia el acoplamiento de una lente más realista, basada en la estructura *fishnet*, y se realizan varios análisis sobre los parámetros de la lente acoplada para optimizar el diseño final. En el último apartado (4.3), se expone el diseño final a fabricar y se muestra el prototipo fabricado con impresión 3D y piezas de metal.

4.1. ESTUDIO PARAMÉTRICO DEL ACOPLAMIENTO DE UNA LENTE HOMOGÉNEA CON PERFIL PARABÓLICO.

El primer análisis se realizó acoplando una lente con perfil parabólico de distancia focal f , hecha de un metamaterial homogéneo con las propiedades de dispersión de la estructura *fishnet* con $d_z = 1.25$ mm (ver Fig. 3.3) a la abertura de una antena de bocina sectorial plano H, rectangular y de paredes lisas. Se emplea como excitación el modo fundamental TE_{10} con la guía estándar WR-15 para banda V, con dimensiones: $g_x = 3.76$ mm y $g_y = 1.88$ mm. Se fija también $a_y = 5$ mm (ver Fig. 4.1).

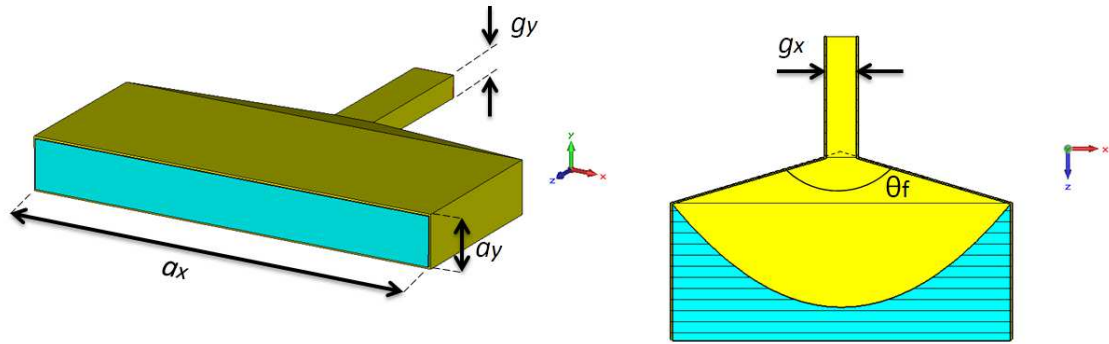


Figura 4.1. Esquemas de la antena con la lente homogénea acoplada en perspectiva (izquierda) y en corte (derecha) mostrando sus dimensiones.

Para unas dimensiones de la abertura dadas, un ángulo de abocinamiento θ_f (o “*flare angle*”) amplio se traduce en un perfil de la antena menor (una longitud axial de la bocina corta) y uno estrecho, en un perfil mayor (una longitud axial larga). Esta correspondencia es importante a la hora de considerar la longitud total de la antena de bocina.

4.1.1. Ancho de la apertura de la bocina y distancia focal

La frecuencia de diseño de la lente con perfil parabólico con $d_z = 1.25$ mm es 53.8 GHz que corresponde a un índice de refracción $n = -1$ (ver Fig. 3.3). A esa frecuencia se analizó cómo varía la ganancia absoluta variando la anchura de la abertura y la distancia focal del perfil parabólico de la lente. Para una anchura de abertura fija se tiene que un aumento de la distancia focal implica una parábola más abierta y por lo tanto un perfil más plano. Recíprocamente, al fijar la distancia focal, conforme disminuye a_x se obtiene una sección más corta de la parábola, es decir, el perfil de la lente es menos curvo. En la simulación con CST Microwave StudioTM se consideraron los siguientes valores para los barridos de las variables:

- a_x de 12 a 42 mm en pasos de 3 mm
- f de 8.6 a 30.6 mm en pasos de 1 mm

Los resultados de la simulación a 53.8 GHz con un ángulo de abocinamiento (θ_f) de 150° muestran que, para la mayoría de valores simulados de a_x , conforme aumenta la distancia focal, la ganancia aumenta. Además, la ganancia aumenta claramente cuando a_x es mayor. Se observa que un perfil más plano es más eficiente pues aumenta la ganancia de la antena: con aberturas anchas y distancias focales grandes, la sección de parábola tiende a ser más plana. El perfil también es más plano, independientemente de la distancia focal, cuando la abertura es más estrecha, pues se reduce la sección de parábola. Por lo tanto, el aumento de la ganancia puede deberse a que la lente está mejor iluminada por la bocina con distancias focales largas, o bajas si la abertura es lo suficientemente estrecha. El aumento de la eficiencia de iluminación implica mayor directividad y por lo tanto mayor ganancia.

Además, un aumento del ancho de la abertura también implica mayor área física de la antena y por lo tanto también mayor directividad.

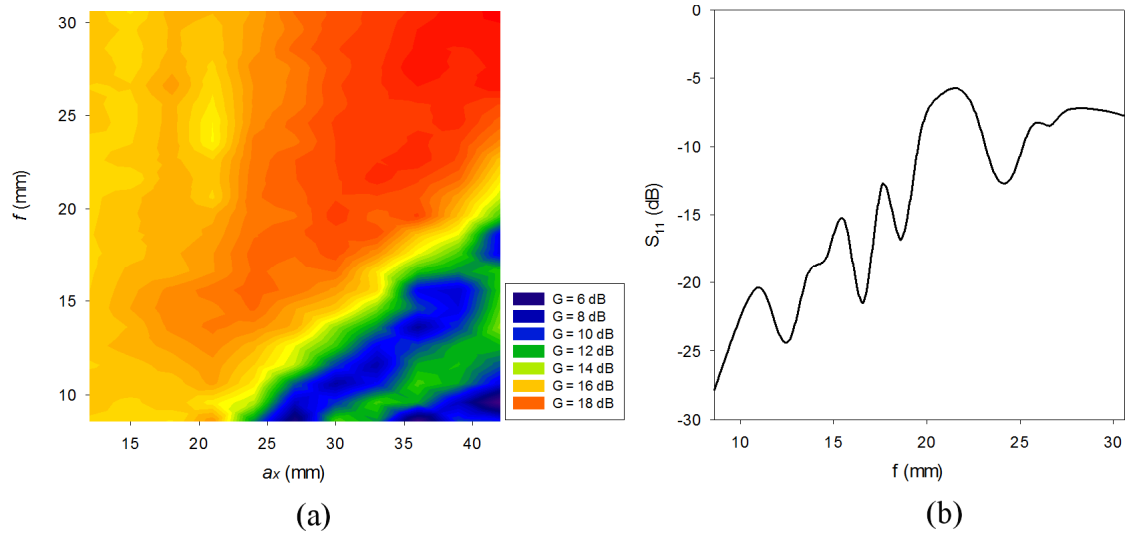


Figura 4.2. Ganancia de la antena con lente homogénea acoplada en función de la distancia focal del perfil parabólico y de la anchura de la abertura para 53.8 GHz (a). Magnitud del parámetro S_{11} con $a_x = 33$ mm y $\theta_f = 150^\circ$ en función de f a 53.8 GHz (b).

Las reflexiones son mínimas ya que el material homogéneo está diseñado de manera que la permitividad y la permeabilidad relativas son idénticas, $\epsilon_r = \mu_r$, de manera que se tiene adaptación perfecta al espacio libre: $Z = Z_0$ (ver Fig. 4.2).

4.1.2. Distancia focal y ángulo de abocinamiento

En este estudio se analiza el perfil de la lente parabólica en función de la distancia focal (f) y del ángulo de abocinamiento (θ_f) que está relacionado, fijando el ancho de la abertura, con la longitud axial de la bocina a través de la tangente de θ_f . Tomando $a_x = 33$ mm, los valores barridos para la distancia focal son:

- f de 8.6 a 30.6 mm en pasos de 1 mm

Para analizar la influencia de la distancia focal de la parábola se fija el ángulo a 150° .

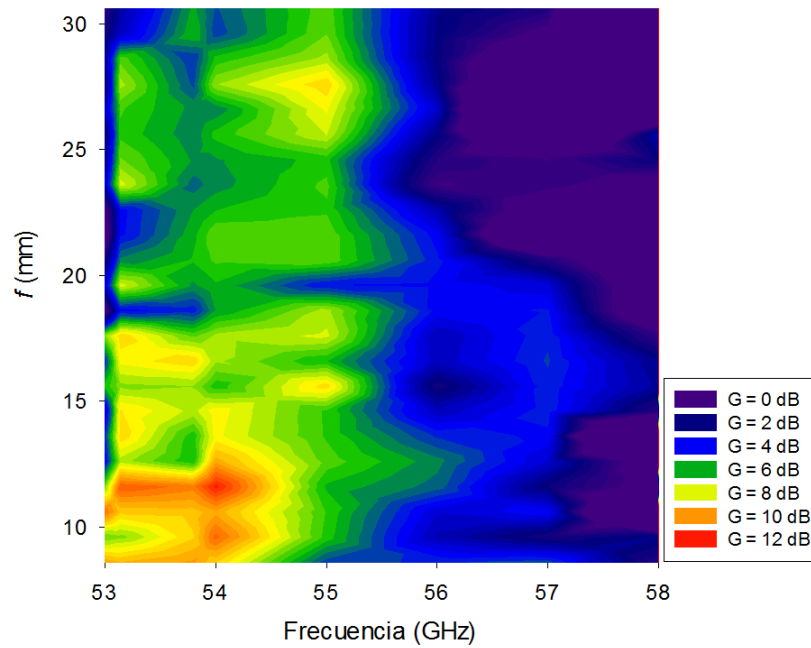


Figura 4.3. Ganancia de la antena con lente homogénea acoplada en función de f y de la frecuencia para $\theta_f = 150^\circ$.

Los resultados del barrido de la distancia focal muestran que en el rango de transmisión extraordinaria (en torno a 54 GHz) se obtienen ganancias superiores a los 10 dB tanto para distancias focales cortas (de 8.6 mm a 16.6 mm) como largas (de 26.6 mm a 30.6 mm).

Se muestra a continuación la ganancia de la antena en función de θ_f y de f para la frecuencia de diseño (53.8 GHz). Los valores de θ_f analizados son:

- θ_f de 40° a 170° en pasos de 10°

Se analizan estos valores para θ_f pero interesan los valores altos para reducir el perfil de la antena (como ya se ha explicado, la ventaja principal de acoplar una lente a una antena es la reducción de la longitud axial).

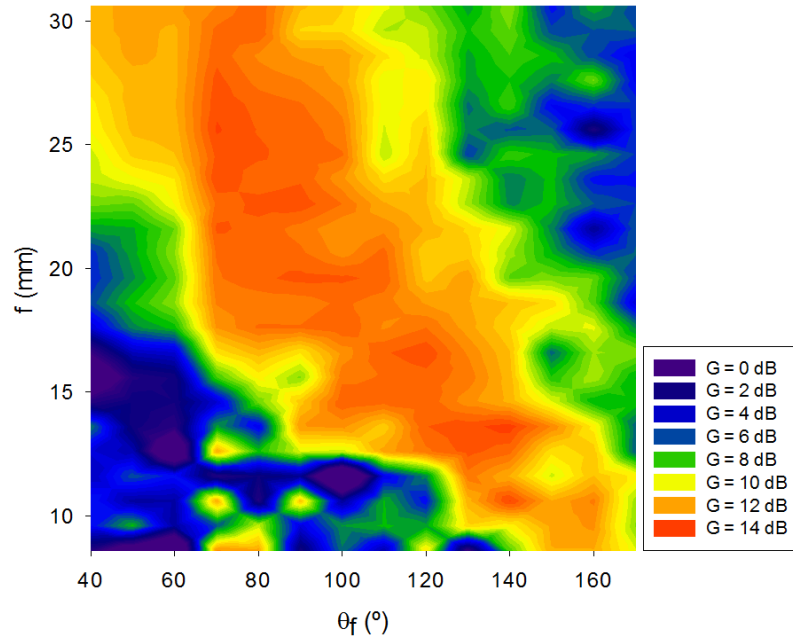


Figura 4.5. Ganancia de la antena con lente homogénea acoplada en función de θ_f y de f para 53.8 GHz

Se elige una distancia focal elevada ($f = 50$ mm) para el siguiente análisis, por representar el perfil más plano.

A continuación, se muestran los resultados de la simulación barriendo el ángulo θ_f , con $f = 50$ mm, donde se compara una antena sin lente y otra con la lente acoplada..

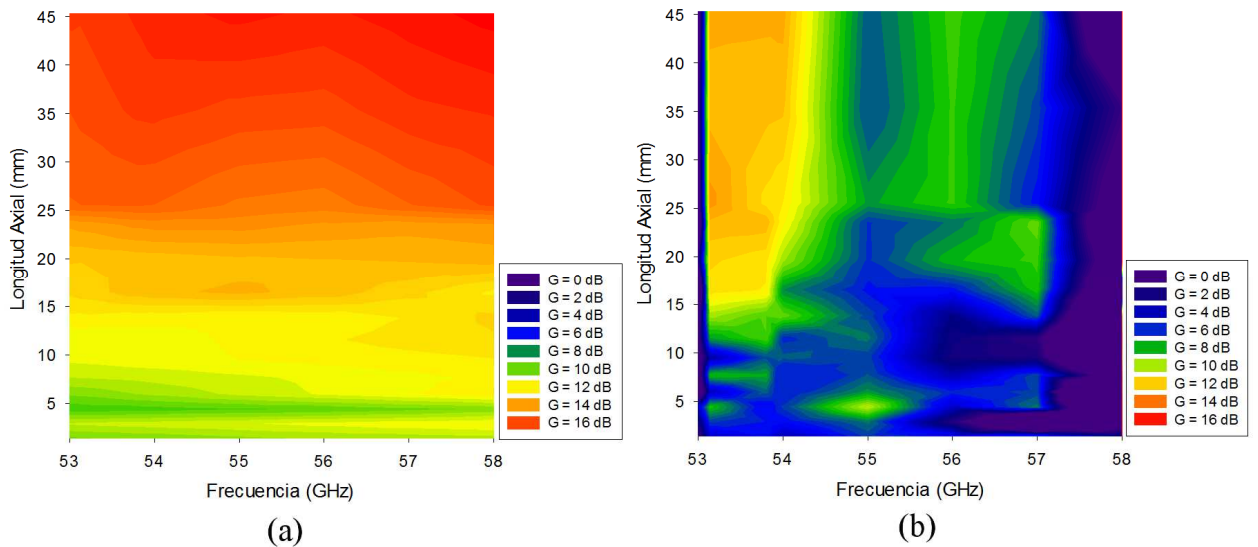


Figura 4.6. Comparación entre la ganancia de la antena sin lente (a) y con lente homogénea acoplada (b), en función de la longitud axial de la bocina y de la frecuencia.

La principal conclusión es que el acoplamiento de la lente homogénea a la bocina permite aumentar la ganancia de la antena para ciertas frecuencias y permite

fabricar antenas de menor longitud, comparada con la bocina estándar sin lente acoplada, para una misma ganancia. Otra conclusión importante es que conforme aumenta la distancia focal, la ganancia aumenta. Esto último supone que la ganancia de la antena se optimiza cuanto más plano es el perfil parabólico de la antena. Para los estudios posteriores se sustituyó este modelo homogéneo por una lente más realista basada en la estructura *fishnet*.

4.2. ESTUDIO PARAMÉTRICO DEL ACOPLAMIENTO DE LENTE BASADA EN LA ESTRUCTURA *FISHNET*

La hipótesis mantenida del apartado 4.1 es que la ganancia aumenta conforme aumenta la distancia focal de la parábola, es decir, conforme el perfil es más plano. El ajuste de un perfil escalonado a la curva (parabólica o elíptica) implica que el perfil de la lente acoplada basada en los SHA sea totalmente plano (ver Fig. 4.7). Esta consideración es muy relevante: Se demuestra que la lente acoplada a la antena puede carecer de perfil interior curvo, haciendo posible aproximar diferentes perfiles de lentes por una geometría plana muy simple (hasta 2 placas apiladas). La principal ventaja es que no es necesario ajustar el perfil a un índice de refracción concreto, por lo que el ancho de banda de operación se incrementa: Con esta lente plana, se pueden emular perfiles parabólicos y elípticos y aplicarse para casi toda la banda de operación de la estructura *fishnet*. Por lo tanto, la lente consiste básicamente en dos filas de agujeros formadas a partir de las dimensiones de la celda unidad del Capítulo 3 ($a_y = 5$ mm). Ambas filas están confinadas entre planos metálicos y al usar una excitación con polarización vertical paralela al eje y , por la teoría de las imágenes su comportamiento electromagnético es equivalente a una matriz de agujeros infinita en la dirección y . Esto permite que la lente se asemeje más a la estructura *fishnet* ideal, infinita en las direcciones x e y . Las principales diferencias entre el modelo homogéneo y la lente real son que la lente real introducirá reflexiones al constar de elementos resonantes y que es anisótropa, con lo que la transmisión de potencia puede verse reducida.

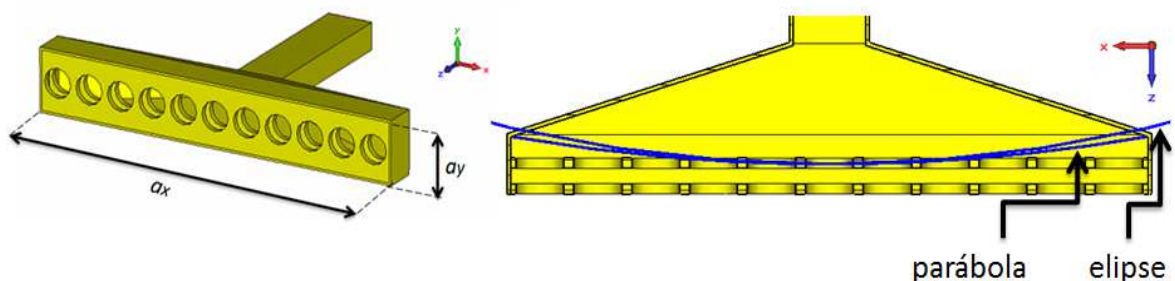


Figura 4.7. Ejemplos de esquemáticos de la antena con la lente basada en SHA acoplada en perspectiva (izquierda) y en corte (derecha) mostrando las dimensiones de la abertura y el perfil plano de la lente ajustado a la curva parabólica y elíptica con $f = 50$ mm.

4.2.1. Número de capas de la lente

El primer análisis consistió en el estudio de capas de las que se compondría la lente plana. A priori, interesa obtener un número bajo ya que así el grosor de la lente (o la longitud en el eje z) así como las pérdidas son menores. El grosor total de la lente se puede expresar como: $G = m \cdot (d + h) - d$ donde m es el número de capas, d la separación entre capas y h el grosor de la lámina. El análisis se realizó para dos valores de d_z ($d_z = d + h$): 1 mm y 1.25 mm.

Se fijaron para el análisis los siguientes valores: $h = 0.5$ mm, $a_x = 33$ mm y $\theta_f = 150^\circ$. Los valores considerados para m son:

- m de 1 a 6 con paso de 1 capa, lo que equivale a
- G de 0.5 a 5.5 mm con paso de 0.5 mm

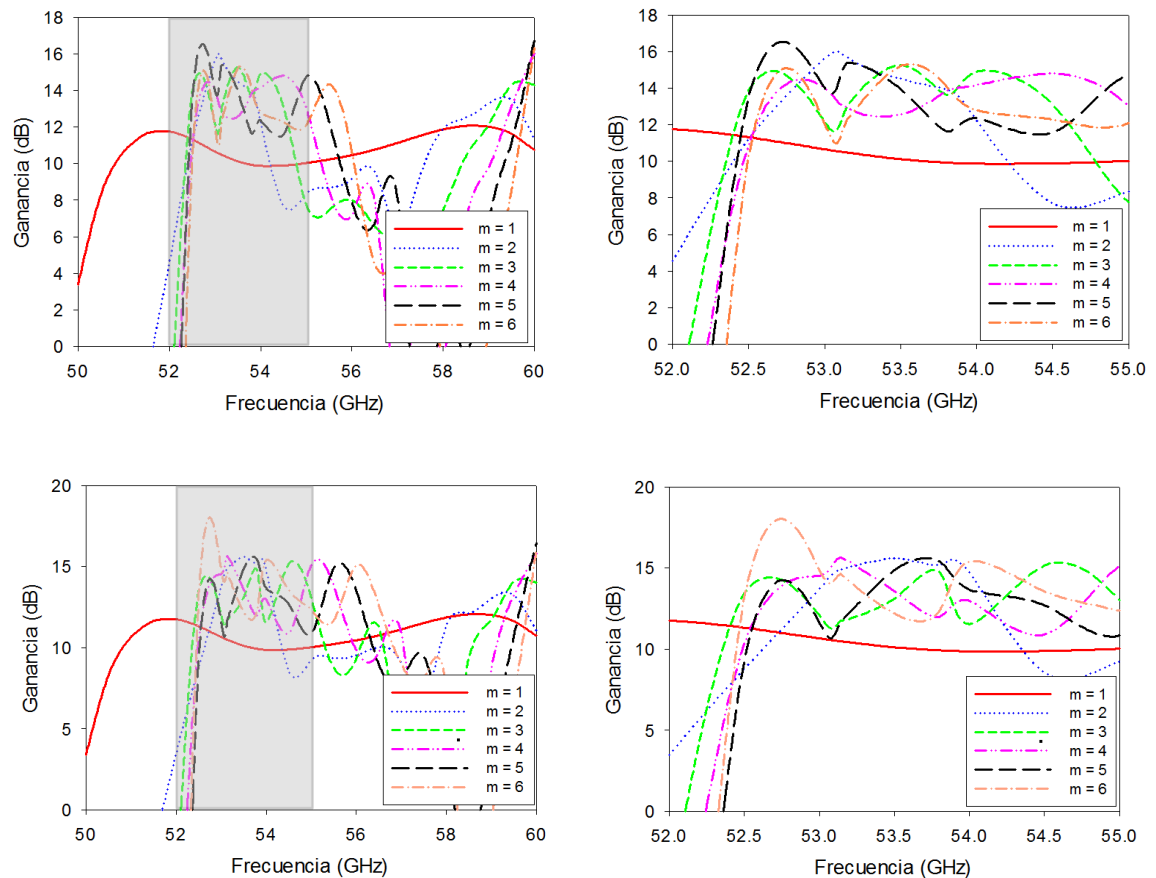


Figura 4.8. Ganancia de la antena con lente real acoplada en función del número de capas de la lente (m) y de la frecuencia junto con detalle (sombreado) entre los 52 y 55 GHz para $d_z = 1$ mm (superior) y $d_z = 1.25$ mm (inferior).

Los resultados de la simulación muestran que, entre los 53 GHz y los 54 GHz, se obtienen ganancias elevadas (superiores a los 14 dB) para casi todos los



casos, excepto para $m = 1$. Destacan las altas ganancias a 52.6 GHz con $d_z = 1.25$ mm y $m = 6$ (18 dB) y con $d_z = 1$ mm y $m = 5$ (16 dB). Sin embargo, este número de capas se consideró elevado y difícil de implementar en la práctica, además de ser susceptible a problemas de alineamiento entre placas. Como solución de compromiso, se optó por $m = 2$ por presentar ventajas de fabricación como menor grosor y facilidad de alineamiento, con ganancias elevadas, en torno a los 15 dB en un ancho de banda mayor (de 0.4 GHz con $d_z = 1$ mm y de 1 GHz con $d_z = 1.25$ mm) entre los 53 y 54 GHz. Por lo tanto, se consideró como caso óptimo el de $m = 2$, dando lugar a una lente de grosor total $G = 1.5$ mm (para $d_z = 1$ mm) y $G = 1.75$ mm (para $d_z = 1.25$ mm).

4.2.2. Distancia de separación entre capas

El siguiente parámetro analizado es la distancia entre las dos placas de la lente. Para el modelo homogéneo, este parámetro estaba fijado para obtener las características de dispersión de los SHA con $d_z = 1$ mm. Para el caso realista de una lente metálica basada en SHA interesa volver a analizar esta variable desde el punto de vista de adaptación, pérdidas por retorno y ganancia de la antena.

Se fijan $a_x = 33$ mm y $\theta_f = 150^\circ$. Los valores estudiados para la variable d_z son:

- d_z de 0.75 a 1.5 mm con paso de 0.25 mm.

Los resultados de la simulación para el parámetro S_{11} se muestran en la figura 4.9. Se observa, como era de prever (ver Capítulo 3, Fig. 3.4), que al aumentar d_z la resonancia de la TE se desplaza a frecuencias superiores y la adaptación mejora. Más importante, en torno a la frecuencia de resonancia se obtienen valores altos de ganancia, en algunos casos superiores a 15 dB, mientras que la bocina con $\theta_f = 150^\circ$ sin lente da una ganancia de 10 dB. Sin embargo, el incremento de ganancia se obtiene para un menor ancho de banda, al ser la TE un fenómeno de banda estrecha (ver Fig. 4.9).

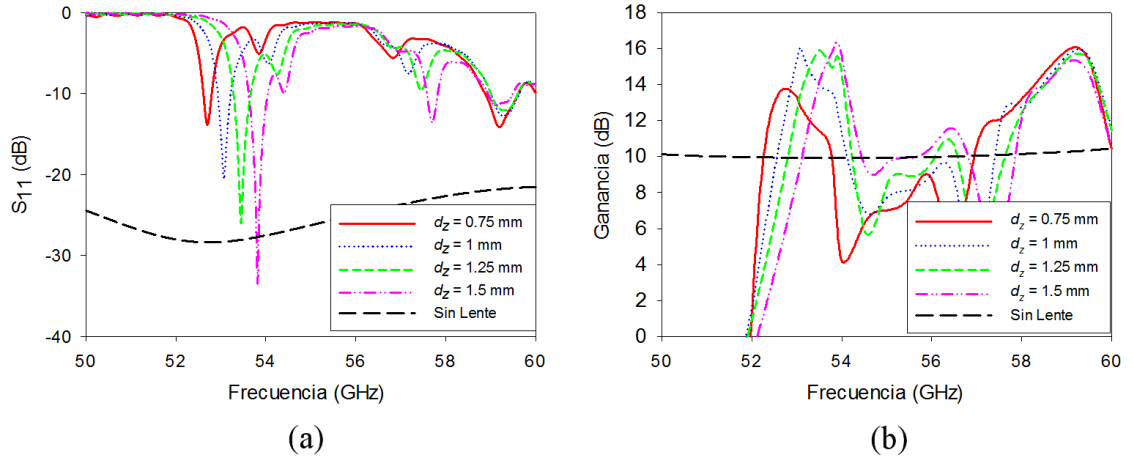


Figura 4.9. Magnitud del parámetro S_{11} (a) y ganancia de la antena (b) con la lente homogénea acoplada y sin lente en función de d_z .

De los valores estudiados, se obtienen mayores ganancias para $d_z = 1, 1.25$ y 1.5 mm. A partir de los resultados de este apartado y del apartado (4.2.1), como solución de compromiso se elige $d_z = 1.25$ mm como valor óptimo, con una ganancia de aproximadamente 15.8 dB a la frecuencia de resonancia de la TE, en torno a 53.5 GHz.

4.2.3. Ancho de la abertura

Se analizó también la influencia del ancho de la abertura de la bocina (a_x). A diferencia del análisis con la lente homogénea, el análisis con la lente real consiste en optimizar el número de agujeros de los que se compone las capas. Obviamente, los valores de a_x deben de corresponderse con un múltiplo impar (N) de la anchura de la celda unidad para que ésta encaje centrada en la abertura: $a_x = N \cdot d_x$. Por lo tanto, los valores analizados para a_x son:

- a_x de 9 mm a 39 mm en pasos de 6 mm, lo que equivale a
- N de 3 a 13 con pasos de 2

Se fijaron los siguientes valores: $m = 2$, $d_z = 1.25$ mm y $\theta_f = 150^\circ$. De los resultados de la simulación se observa que a mayores anchos de abertura se obtienen altas ganancias (hasta los 16 dB) para un ancho de banda mayor (principalmente en torno a 53.5 GHz). Sin embargo, no interesa una abertura excesiva por motivos de fabricación y miniaturización de la bocina. En vista de los resultados, se elige como ancho de abertura óptimo: $a_x = 33$ mm.

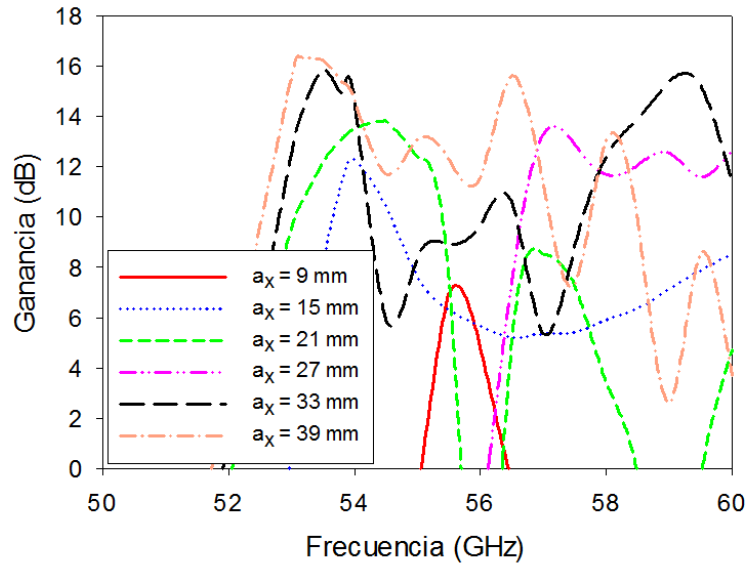


Figura 4.10. Ganancia de la antena con lente real acoplada en función del ancho de la abertura (a_x) y de la frecuencia.

4.2.4. Distancia de separación de la primera capa

Por último, otro parámetro interesante para analizar es la distancia entre la abertura de la bocina y la primera capa de la lente (ver Fig. 4.11). Es otro parámetro que da un grado más de libertad a la hora de diseñar la lente acoplada, pero que no interesa si es muy elevado ya que da más grosor final a la lente acoplada.

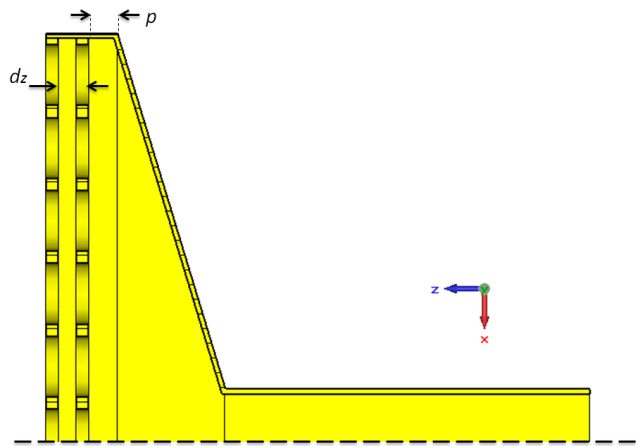


Figura 4.11. Vista en corte de la mitad de la antena con la lente real acoplada indicando los parámetros d_z y p .

En el análisis se fijaron los siguientes valores: $a_x = 33$ mm, $m = 2$, $d_z = 1.25$ mm y $\theta_f = 150^\circ$. Se simularon los siguientes valores para p :

- p de 0.2 mm a 1.6 mm con pasos de 0.1 mm.

Los resultados del análisis muestran que, para los valores estudiados, la ganancia de la antena en torno a la frecuencia de resonancia de la TE (53.5 GHz) es independiente de p (ver Fig. 4.12). A frecuencias mayores, la ganancia se reduce notablemente al aumentar p . Se toma como valor para el diseño final: $p = 1.2$ mm.

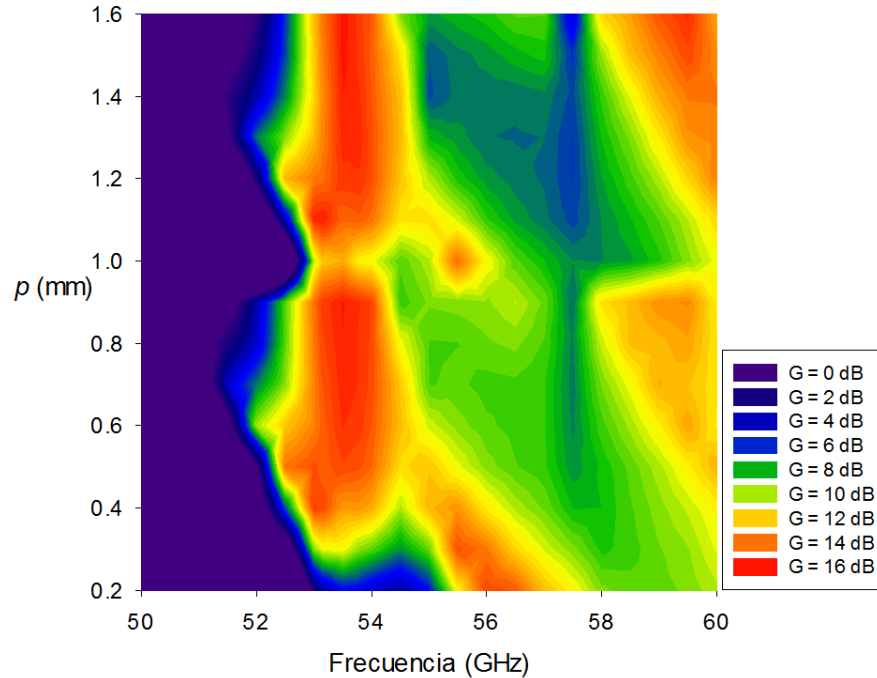


Figura 4.12. Ganancia de la antena con lente real acoplada en función de la distancia de separación entre la abertura de la bocina y la primera capa de la lente (p) y de la frecuencia.

4.2.5. Conclusiones

En vista de los resultados obtenidos, los valores elegidos para los parámetros de diseño que optimizan la ganancia de la antena con la lente acoplada son:

Tabla 1. Relación de valores de los parámetros para el diseño final

d_z	m	a_x	θ_f	p
1.25 mm	2	33 mm	150°	1.2 mm

Se tomaron estos valores para la fabricación del prototipo a medir en el experimento. Con los valores finales fijados, se muestra una comparación de la ganancia con la bocina sin lente para observar la mejora que introduce el acoplo de la lente de metamaterial (ver Fig. 4.13). Se observa en los resultados cómo la lente mejora la ganancia con longitudes axiales cortas (hasta los 5 mm) en torno a la frecuencia de resonancia de la TE (53.5 GHz). También hay mejoras evidentes en el rango entre los 59 GHz y 60 GHz para longitudes cortas (entre 2 mm y 7 mm). En

dicho rango, a alta frecuencia, se obtienen mejoras de ganancia de hasta 14 dB para longitudes axiales superiores a 10 mm.

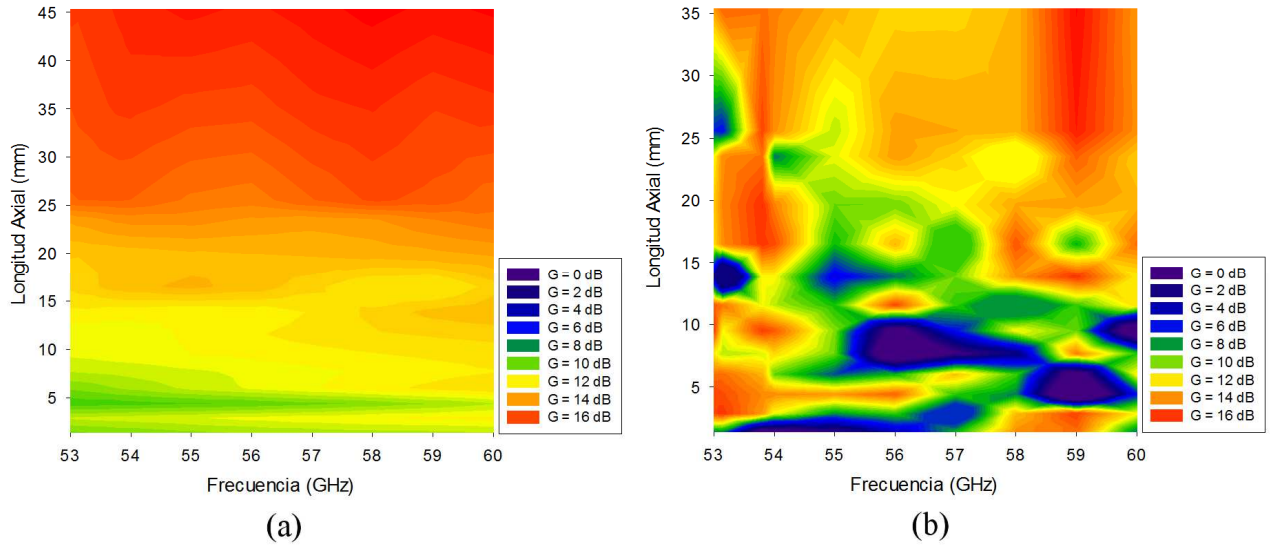


Figura 4.13. Comparación entre la ganancia de la antena sin lente (a) y con la lente real acoplada (b), en función de la longitud axial de la bocina y de la frecuencia.

La lente está adaptada a la antena en torno a los 53.5 GHz y hay transmisión debido a la TE, en un ancho de banda de unos 360 MHz (en el cual se cumple: $S_{11} < -10$ dB). Además, el acoplamiento de la lente permite el aumento de la directividad y la reducción del nivel de lóbulos laterales, pero también un aumento de la radiación trasera de la antena (ver figura 4.14).

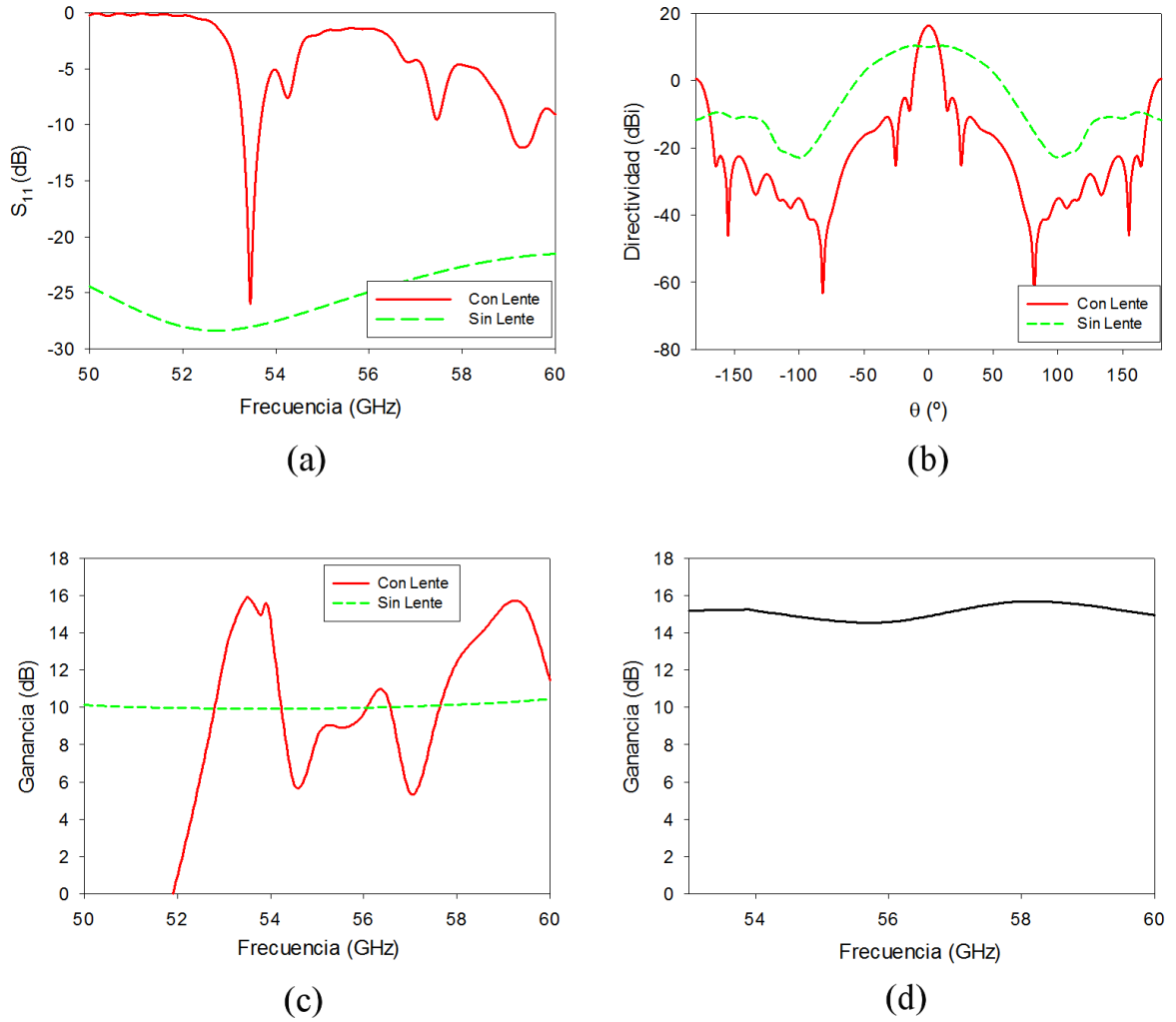


Figura 4.14. Parámetro S_{11} mostrando la resonancia a la frecuencia de 53.5 GHz con la lente y sin lente (a) y patrón de radiación en el plano H con $\phi = 0^\circ$, mostrando el aumento de directividad y la reducción de lóbulos laterales a 53.5 GHz (b). Ganancia de la antena en la dirección $\theta = \phi = 0^\circ$ (c), con la lente acoplada y sin lente. Se muestra también la ganancia para una antena con longitud axial de 28.9 mm y sin lente (d).

El acoplamiento de la lente permite también el aumento de la ganancia, en comparación con la misma antena sin la lente, en un ancho de banda de aproximadamente 1.4 GHz en torno a la frecuencia de resonancia de la TE, alcanzando un máximo de 15.8 dB a 53.5 GHz (ver figura 4.14). Por lo tanto, para una longitud axial fija (o θ_f fijo) el acoplamiento de la lente permite un incremento teórico de hasta 5.8 dB de ganancia con respecto a la antena sin lente. Para alcanzar un nivel de ganancia similar con la antena de bocina sin lente y manteniendo las dimensiones de la abertura ($a_x = 33$ mm y $a_y = 5$ mm), ésta debe de tener una longitud axial de 28.9 mm (es decir, $\theta_f = 60^\circ$). Dado que la antena con la lente acoplada presenta un $\theta_f = 150^\circ$ (una longitud axial de 7.36 mm), el acoplamiento de la lente permite una reducción de la longitud axial de la antena del 74.5%, aproximadamente. Estos resultados manifiestan el potencial uso de estas lentes de metamaterial, basadas en la estructura *fishnet*, para ser acopladas a antenas de

bocina y mejorar así sus propiedades de radiación para ciertas aplicaciones a altas frecuencias.

La principal desventaja que presenta esta técnica es la desadaptación a otras frecuencias ya que la TE es, por naturaleza, un fenómeno de banda estrecha mientras que la antena sin lente está adaptada en una banda más ancha. Sin embargo, los resultados muestran otra banda (entre los 58 GHz y 60 GHz) en la cual la antena está también adaptada y la ganancia también es incrementada hasta valores máximos en torno a los 16 dB, en un ancho de banda de, aproximadamente, 2 GHz. Se trata del rango de frecuencias en el que tanto la ϵ efectiva como la μ efectiva son próximas a cero, y por lo tanto la velocidad de fase de la onda en la lente tiende a infinito. Esto implica que el campo en su interior se asemeje a un campo electrostático, dado el bajo número de onda (k). Además, dado que la variación de fase es muy lenta en el interior de la lente, el frente de fase a la salida de la lente es plano (por la Ley de Snell). Por lo tanto, para este rango de frecuencias la directividad de la antena se incrementa así como la ganancia.

Desde el punto de vista de la lente, a la frecuencia de resonancia de la TE se muestra la función característica de la lente de transformar el frente de fase de una onda radiada (ver figura 4.15). El resultado es, como se ha demostrado, un aumento en la directividad y en la ganancia de la antena en torno a 53.5 GHz.

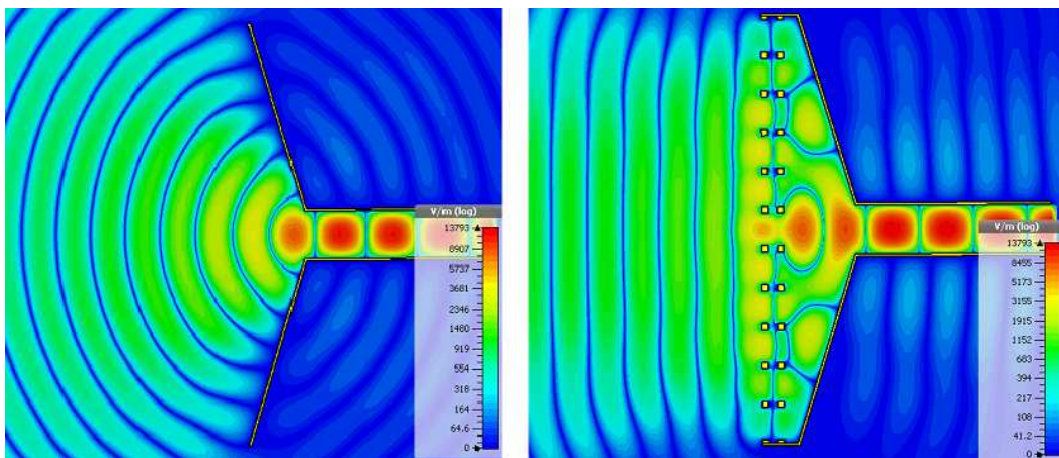


Figura 4.15. Patrones de campo mostrando la intensidad del campo eléctrico ($|E|$) para la antena con la lente acoplada (derecha) y la misma antena sin la lente a 53.5 GHz (izquierda).

Con los parámetros para el diseño final decididos (ver Tabla 1) y los resultados finales de las simulaciones obtenidos, se procedió al diseño mecánico y fabricación del primer prototipo.

4.3. Diseño mecánico y fabricación

Un esquema del diseño final se puede ver en la Fig. 4.16.

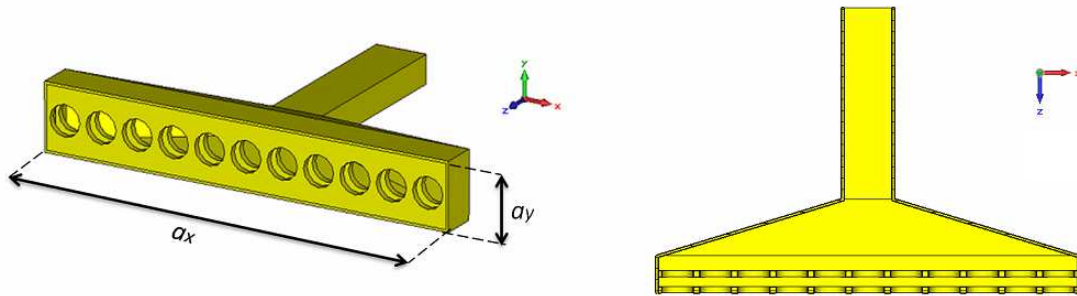
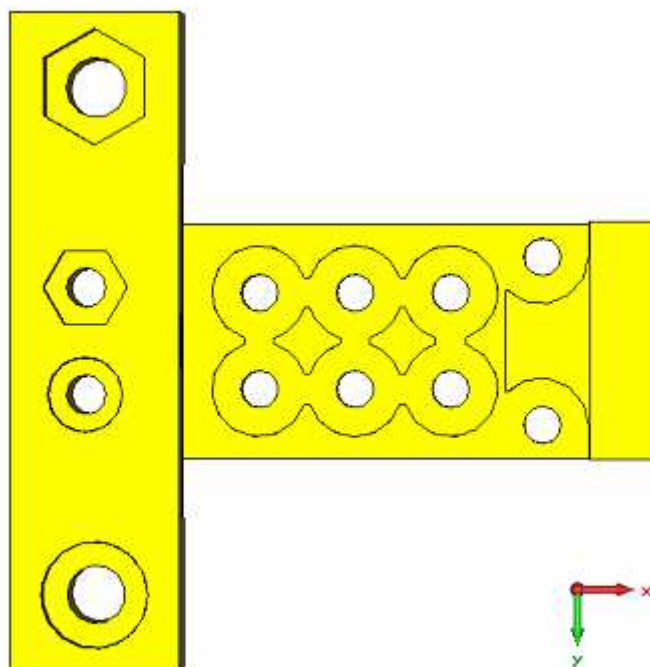
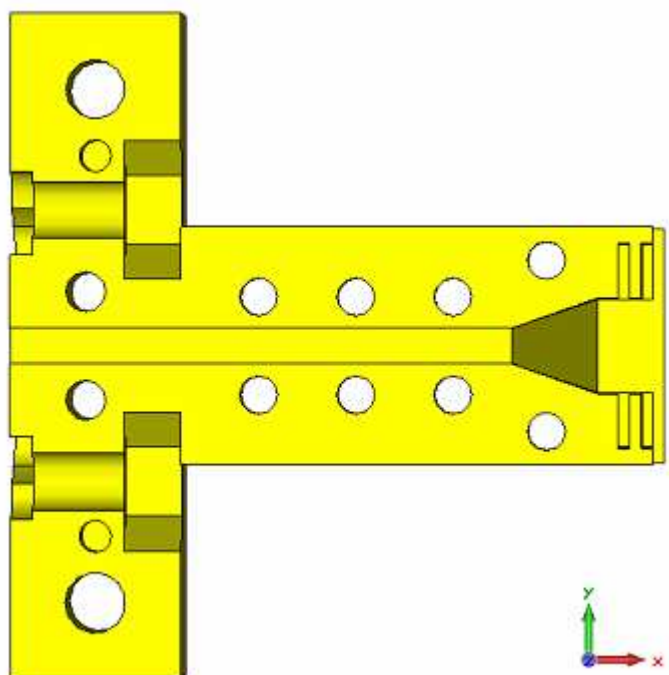


Figura 4.16. Esquemas del diseño final de la antena con la lente acoplada en perspectiva (izquierda) y en corte (derecha).

Para poder fabricar el prototipo, se optó por fabricar las dos mitades (derecha e izquierda) de la antena por separado con una impresora 3D (de *Formlabs*®). El par de láminas que forman la lente se fabricaron con una fresadora mecánica. Además, a la entrada de la guía es necesario el uso de un *Flange*, que permite la continuidad de corrientes eléctricas en el interior de la guía cuando ésta se conecta al generador de microondas. El *Flange* se fabrica conjuntamente a la guía y la bocina.

El diseño planteado para la pieza a fabricar se muestra a continuación (ver Fig. 4.17), con unas ranuras en la estructura, a la altura de la abertura de la bocina, para encajar las láminas que conforman la estructura *fishnet*. La impresora 3D fabrica la pieza en un tipo de resina especial, que es necesario metalizar (al menos el interior de la guía y de la bocina) para que conduzca los campos en su interior.



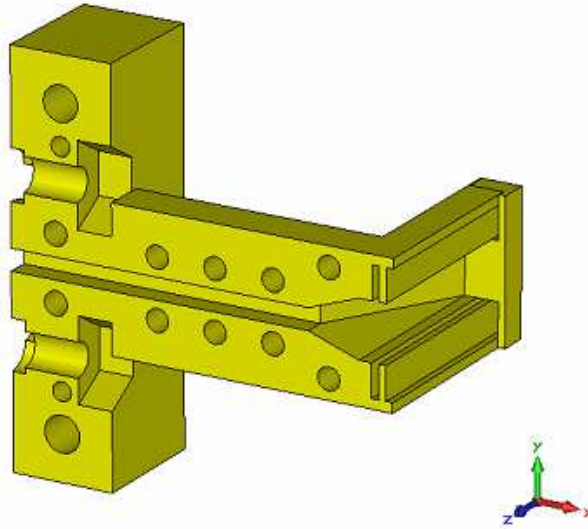


Figura 4.17. Vistas del diseño en CST MWSTM de la mitad de la antena con el *Flange* y las ranuras.

Las láminas se fabrican con un cierto exceso de anchura y longitud para que encajen en las ranuras y queden sujetas a la estructura. Las láminas se fabrican con una fresadora que realiza los agujeros de $a = 2.5$ mm en una plancha de cobre de 0.35 mm de grosor. El ancho de la lámina, antes analizada con $h = 0.5$ mm, por este motivo se modificó a 0.35 mm, al no poder disponer de planchas metálicas de grosor 0.5 mm. Sin embargo, la diferencia no es determinante según los resultados analizados previamente (ver Fig. 3.5) y no se prevé que el cambio sea significativo. Las piezas, una vez fabricadas, se muestran a continuación (ver Fig. 4.18).

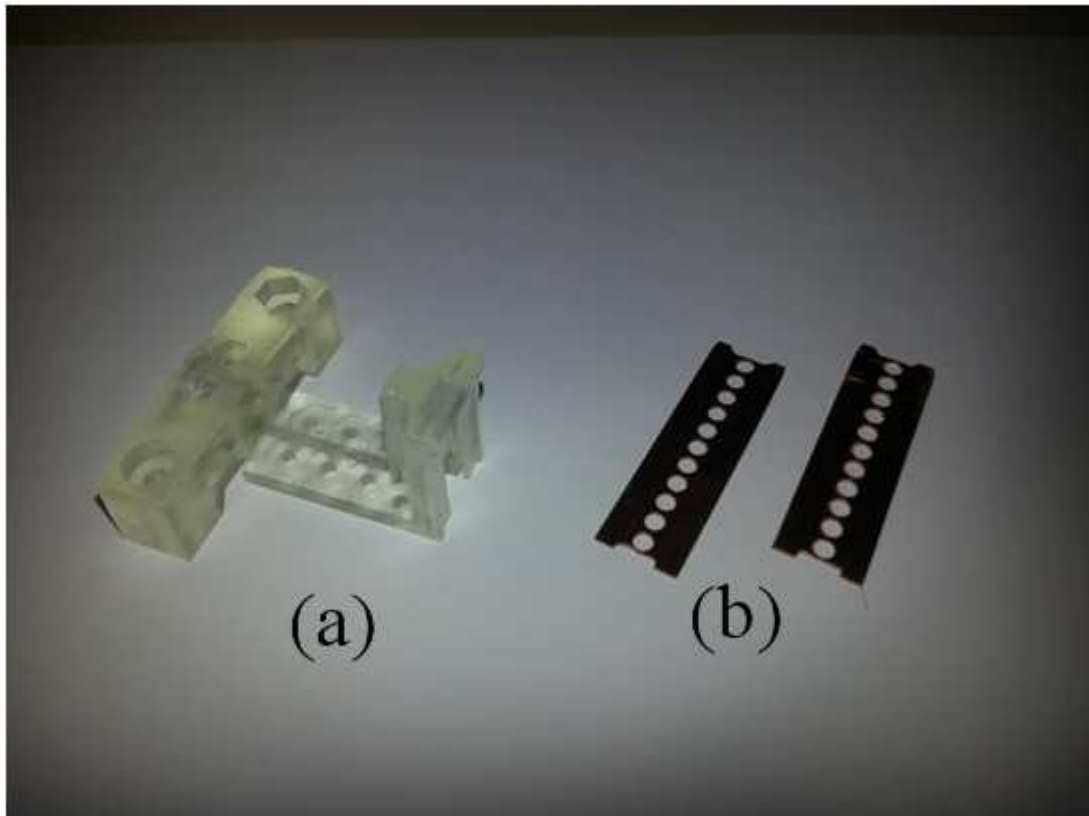


Figura 4.18. Fotografía de las piezas fabricadas: Una mitad del *Flange* y la antena de bocina (a) y el par de láminas planas que forman la lente (b).

Por último, hay que destacar que las piezas fabricadas en resina no se pudieron metalizar, pues el proceso presentó algunas dificultades técnicas y se decidió finalizar el Proyecto Final de Carrera llegados a este punto. En cualquier caso, se ha planteado un diseño que permite fabricar satisfactoriamente el prototipo y lo único que restaría sería el ensamblaje de todas las piezas, el metalizado de la pieza de resina y la medida de la antena con la lente (las láminas) acoplada siguiendo la técnica habitual de medida de las componentes Copolar y Crosspolar del campo radiado.



Conclusiones y Líneas Futuras

Se indican a continuación las conclusiones más relevantes a partir de los resultados obtenidos en este Proyecto Final de Carrera.

- Se ha demostrado la posibilidad de acoplar una lente basada en la estructura *fishnet* a una antena de bocina a altas frecuencias (en banda V) para aumentar su directividad, presentando buena adaptación para dos rangos frecuenciales, en concreto:
 - En torno a la frecuencia de resonancia de la ET, la cual aumenta la ganancia absoluta de la antena a pesar de las reflexiones debidas a elementos resonantes.
 - En el rango donde el índice tiende a cero, y la lente se comporta como un metamaterial ZIM (“Zero Index Material”).
- Se ha demostrado que, en términos de fabricación, aumento de la directividad y ganancia de la antena, la lente de metamaterial no debe de presentar necesariamente un perfil curvo, al contrario, un perfil interior plano se ha probado como la solución óptima. Se incrementa el ancho de banda de operación al no depender de un índice de refracción en concreto.
- El acoplamiento de una lente de metamaterial basada en la estructura *fishnet* permite reducir la longitud axial de la antena de bocina y obtener antenas de perfil reducido. En comparación con una antena de la misma longitud axial sin lente acoplada, la ganancia se incrementa en detrimento del ancho de banda.

Para finalizar, se presentan las líneas futuras que se derivan de este Proyecto Final de Carrera.

- Medida del prototipo diseñado y fabricado en el último apartado del capítulo 4 y comprobación de los resultados experimentales.
- Estudio en profundidad de diferentes perfiles de lentes en espacio libre.
- Estudio y análisis del acoplamiento de dichas lentes a otros tipos de antenas de bocina (sectorial E, piramidal, con perfil curvo, con corrugaciones, etc...), como los realizados en el capítulo 4.
- Condiciones para tener una lente de sólo 2 capas planas (sin perfil).
- Desarrollo de aplicaciones tecnológicas del sistema formado por una antena de bocina y una lente de metamaterial basada en la estructura *fishnet*.



Bibliografía

- [BER 05] M. Beruete *et al.*, 2005, "Enhanced Millimeter Wave Transmission Through Quasioptical Subwavelength Perforated Plates", *IEEE Transactions on antennas and propagation*, VOL. 53, NO. 6
- [BER 06] M. Beruete *et al.*, 2006, "Left-handed extraordinary optical transmission through a photonic crystal of subwavelength hole arrays", *Optics Express*, Vol. 14, No. 12
- [BER 07] M. Beruete, I. Campillo, M. Navarro-Cía, F. Falcone, and M. Sorolla, 2007, "Molding Left- or Right-Handed Metamaterials by Stacked Cutoff Metallic Hole Arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 55, no. 6, pp. 1514–1521
- [BER 08] M. Beruete *et al.*, 2008, "Planoconcave lens by negative refraction of stacked subwavelength hole arrays", *Optics Express* 9677, Vol. 16, No. 13
- [BER 08b] M. Beruete *et al.*, 2008, "Polarization selection with stacked hole array metamaterial", *Journal of Applied Physics* 103, 053102
- [BER 13] M. Beruete, P. Rodríguez-Ulibarri, V. Pacheco-Peña, M. Navarro-Cía, and A. E. Serebryannikov, 2013, "Frozen mode from hybridized extraordinary transmission and Fabry-Perot resonances," *Phys. Rev. B* **87**, 205128
- [EBB 97] T. W. Ebbesen *et al.*, 1997, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays", *Nature*, VOL. 39
- [KOC 46] W. E. Kock, 1946, "Metal-Lens Antennas," *Proceedings of the IRE*, vol.34, no.11, pp.828-836.



- [MED 08] F. Medina *et al.*, “Extraordinary Transmission Through Arrays of Electrically Small Holes From a Circuit Theory Perspective”, 2008, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, VOL. 56, NO. 12.
- [NAV 09] M. Navarro-Cía *et al.*, 2009, “Converging biconcave metallic lens by double-negative extraordinary transmission metamaterial”, *Appl. Phys. Lett.* 94, 144107
- [NAV 09b] M. Navarro-Cía *et al.*, 2009, “Millimeter-Wave Left Handed Extraordinary Transmission Metamaterial Demultiplexer”, *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, VOL. 8
- [NAV 09c] M. Navarro-Cía *et al.*, 2009, “Selective dual-band subwavelength-holearrays-based polariser”, *IET Microwaves, Antennas & Propagation*
- [NAV 10] M. Navarro-Cía *et al.*, 2010, “Fresh metamaterials ideas for metallic lenses”, *Metamaterials* 4 119–126.
- [NAV 12] M. Navarro-Cía, M. Beruete, M. Sorolla, and N. Engheta, 2012, “Lensing system and Fourier transformation using epsilon-near-zero metamaterials,” *Phys. Rev. B*, vol. 86, no. 16, p. 165130.
- [NIE 04] M. Nieto-Vesperinas, 2004, “Problem of image superresolution with a negative refractive-index slab”, *J. Opt. Soc. Am. A* 21, 491–498
- [PAC 13] V. Pacheco *et al.*, 2013, “Ultra-compact planoconcave zoned metallic lens based on the fishnet metamaterial”, *Applied Physics Letters* 103, 183507
- [PEN 00] J. B. Pendry, 2000, “Negative Refraction Makes a Perfect Lens”, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3966.
- [RAM 13] D. Ramaccia, *et al.*, 2013, "Broadband Compact Horn Antennas by Using EPS-ENZ Metamaterial Lens", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol.61, no.6,



pp.2929, 2937

- [TOR 13] V. Torres *et al.*, 2013, “Terahertz epsilon-near-zero graded-index lens”, *Optics Express*, Vol. 21, Issue 7, pp. 9156-9166
- [TRE 56] G. Von Trentini, 1956, "Partially reflecting sheet arrays", *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol.4, no.4, pp.666-671.
- [VES 68] V. G. Veselago, V. G., 1968, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ”, *Sov. Phys. Usp.* 10, 509
- [WU 06] Q. Wu *et al.*, 2007, “A novel flat lens horn antenna designed based on zero refraction principle of metamaterials”, *Applied Physics A*, Volume 87, Issue 2, pp 151-156

Relación de libros consultados:

- [SOL 09] L. Solymar & E. Shamonina, 2009, “Waves in Metamaterials”, Oxford University Press
- [JOH 07] R. C. Johnson & J. L. Volakis, 2007, “Antenna Engineering Handbook”, 4th Edition, McGraw-Hill.



Publicaciones en congresos

- [OSU 15] D. Osuna, M. Beruete, J. Teniente and M. Navarro-Cía, “High-gain and Low- profile Metalens-horn Antenna based on the Fishnet Metamaterial”, *submitted to the 2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and North American Radio Science Meeting (URSI/APS 2015 in Vancouver)*, Vancouver, Canada, July 2015
- [OSU 15b] D. Osuna, J. Teniente and M. Beruete, “Metamaterial fishnet lens-antenna based on the Extraordinary Transmission”, *submitted to the Ninth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials 2015*. Organized by the Metamorphose Virtual Institute and hosted by the Wadham College - University of Oxford, Oxford, UK, September 2015